Untersuchungen zur Ladungszustandsverteilung mehrfach geladener Ionen in einem Plasma unter besonderer Berücksichtigung umladender Stöße (mit einem Anhang zur Transmission zylindrischer Kanäle in einem Magnetfeld)

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
JOHANNES HESSE
Bochum

Bochum 1983

Untersuchungen zur Ladungszustandsverteilung mehrfach geladener Ionen in einem Plasma unter besonderer Berücksichtigung umladender Stöße (mit einem Anhang zur Transmission zylindrischer Kanäle in einem Magnetfeld)

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
JOHANNES HESSE
Bochum

Bochum 1983

Dissertation eingereicht am: 14.6.1983
Tag der mündlichen Prüfung: 13.7.1983
Referent: Prof. Dr. K. Wiesemann
Koreferent: Prof. Dr. H. J. Kunze

Inhaltsangabe

I. Einleitung 1

1. Gegenstand der Arbeit 1

2. Motivation der Arbeit 1

3. Übersicht 2

4. Wahl des experimentellen Aufbaus und des Entladungsgases 3

II. Berechnung von Ladungszustandsverteilungen 5

1. Bilanz-Gleichungssystem 5

2. Vereinfachende Annahmen 7

3. Notwendige Einschränkungen bei der Lösung des Gleichungssystems 9

4. Verwendete Ratenkoeffizienten und Vergleich der Koeffizienten für Umladung und Ionisierung 10

5. Wahl des Umladungsparameters 13

6. Einfluß der Parameter auf die Ladungszustandsverteilung bei vernachlässigter Umladung 14

6.1 Einfluß von $n_{eh}\tau$ 15

6.2 Einfluß der Elektronentemperatur 17

7. Einfluß der Umladung 17

8. Vorüberlegungen zur Möglichkeit einer experimentellen Überprüfung 22

III. Experimenteller Aufbau 26

1. Prinzipielle Darstellung 26

2. Vakuumsystem und Plasmagefäß 26

3. Magnetisches Spiegelfeld 29

4. Die Elektronenkanone 31

5. Extraktions- und Nachweissystem 34

5.1 Extraktionskanal 35

5.2 Beschleunigungssystem 38

5.3 Magnetischer Analysator und Ionennachweis 39

6. Möglichkeit der Benutzung eines magnetischen Analysators als Geschwindigkeitsanalysator 42

7. Kalibrierung des magnetischen Analysators 44

8. Bestimmung des Auflösungsvermögens 47

9. Untersuchung zur Eindeutigkeit gemessener Ionenstromverhältnisse 49

IV. Beobachtungen und Messungen am MPIG-Plasma 51

1. Beschreibung des MPIG-Plasmas 51

2. Motivation und Auswirkungen der Verlängerung der Entladung 52

3. Möglichkeiten einer sinnvollen Parametervariation 55

4. Optisches Abklingen im Nachleuchten 57

5. Messungen extrahierter Ionenströme 62

V. Vergleich des Modells mit gemessenen Ladungszustandsverteilungen 65

1. Bedingungen einer sinnvollen Parameterermittlung 65

2. Exemplarische Darstellung der Anpassung des Modells an eine gemessene Verteilung 66

3. Anpassung mit vernachlässigter Umladung 69

4. Auswertung der Modellparameter 70

5. Bestätigung der Ionentemperatur aus den Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals 71

VI. Bestimmung der Ionentemperatur aus der Geschwindigkeitsverteilung extrahierter Ionen 74

1. Transformation einer Stromverteilung durch Extraktionskanal und Beschleunigungsspannung 75

1.1 Transformation durch eine Beschleunigungsspannung 75

1.2 Transformation durch den Einfluß des Extraktionskanals 76

1.3 "Unverformte" Stromverteilungen ohne Kanaleinfluß 78

1.4 Stromverteilungen mit Kanaleinfluß 79

2. Möglichkeiten zur Bestimmung der Temperatur aus einer Stromverteilung 83

2.1 Temperaturbestimmung aus dem exponentiellen Abfall 83

2.2 Temperaturbestimmung aus der Maximumsstelle 84

2.3 Temperaturbestimmung aus der Halbwertsbreite 85

2.3.1 Auswertung der Halbwertsbreite bei fehlendem Kanal 85

2.3.2 Auswertung der Halbwertsbreite unter Berücksichtigung des Kanals 86

3. Eingrenzung des sinnvollen Spannungsbereiches bei einer Stromverteilungsmessung mit einem magnetischen Analysator 88

4. Messung der Stromverteilungen 91

4.1 Nachweis der kanalbedingten Schulter in der Stromverteilung 91

4.2 Temperaturbestimmung aus der Halbwertsbreite 92

4.3 Temperaturbestimmung aus dem Abfall zu hohen Geschwindigkeiten 94

4.4 Zusammenfassende Darstellung der ermittelten Temperaturwerte 95

5. Vergleich mit den aus Ladungszustandsverteilungen gewonnenen Ionentemperaturen 96

VII. Zusammfassung 99

Literaturangaben 103

Anhang A:Transmission zylindrischer Kanäle im Magnetfeld

Anhang B:Kritik der Rechnungen von Chan-Tung und Jongen

I. Einleitung

1. Gegenstand der Arbeit

Gegenstand dieser Arbeit ist die Ladungszustandsverteilung in einem Plasma, unter besonderer Berücksichtigung umladender Stöße.

Unter Ladungszustandsverteilung (englisch: Charge-State-Distribution) versteht man die relative Häufigkeit verschieden hochgeladener Ionen in Abhängigkeit von ihrer Ladungszahl.

Die von uns betrachteten Umladungsreaktionen werden durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben:

$$A^{z+} + A \rightarrow A^{(z-\zeta)+} + A^{\zeta+} \qquad (1)$$

Ein z-fach geladenes Ion A^{z+} stößt mit einem neutralen Atom A und fängt während des Stoßes ζ Elektronen des Neutralteilchens ein. Nach dem Stoß liegen zwei Ionen vor, deren Gesamtladung gleich der des ursprünglichen Ions ist, deren einzelne Ladungen jedoch geringer sind. Ein umladender Stoß bewirkt also eine Umverteilung der Ladung auf die stoßenden Teilchen und greift damit direkt in die Ladungszustandsverteilung ein.

2. Motivation der Arbeit

Die Eigenschaften und Reaktionen mehrfachgeladener Ionen haben in den letzten 10-20 Jahren immer größeres Interesse gefunden. Wesentliche Impulse hierfür gingen von der Fusionsforschung aus, die möglichst umfassende Daten über die Stoßreaktionen aller in einem Fusionsplasma vorkommenden Teilchen benötigt. So können z.B. hochgeladene Verunreinigungsionen u.a. auch durch umladende Stöße zu einer Störung der Energiebilanz führen [1].
Für die experimentelle Untersuchung von und mit mehrfachgeladenen Ionen ist es notwendig, über effektive, d.h. stromstarke Quellen für solche Ionen zu verfügen. Hier muß auch die Schwerionenforschung erwähnt werden, die in Deutschland maßgeblich

von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) betrieben wird und ebenfalls Quellen für schwere hochgeladene Ionen benötigt.

Als stromstarke Quellen für mehrfachgeladene Ionen eignen sich vor allem Plasmaquellen, wobei z.Z. an erster Stelle sogenannte EZR-Plasmen [2], [3], [4] zu nennen sind. Eine zielgerichtete Verbesserung und Weiterentwicklung solcher Quellen ist nur möglich, wenn möglichst genau bekannt ist, wie die einzelnen Plasmaparameter und Stoßreaktionen auf die Ausbildung der Ladungszustandsverteilung einwirken. Von G. Fuchs [5] wurden 1972 Bilanzrechnung zur Ladungszustandsverteilung veröffentlicht, an die sich in den folgenden Jahren weitere Rechnungen anderer Autoren [6], [7], [8], [9] anschlossen. In diesen Rechnungen werden umladende Stöße, vor allem wegen noch fehlender ausreichender Daten, vernachlässigt und Verteilungen betrachtet, wie sie sich aus einem Gleichgewicht von Elektronenstoßionisierung und Wandverlust ergeben.

Inzwischen sind durch Messungen, die z.B. von Salzborn u.a. [10] oder Huber [11] durchgeführt wurden, Wirkungsquerschnitte für umladende Stöße weitgehend bekannt. Die Größe der gemessenen Wirkungsquerschnitte (bis zu 10^{-14} cm^2) liegt teilweise einige Zehnerpotenzen über denen von Elektronenstoßionisierung (~ 10^{-17} cm^2). Ein Einfluß auf die Ladungszustandsverteilung in einem Plasma ist daher zu vermuten.

Möglicherweise lassen sich, wie G. Steigmann [12] annimmt, auch spektroskopisch ermittelte Ladungszustandsverteilungen in astrophysikalischen Plasmen durch den Einfluß umladender Stöße klären.

3. Übersicht

In dem der Einleitung folgenden Kapitel II werden Bilanzrechnungen dargestellt, die in Fortsetzung bzw. Erweiterung früherer Rechnungen umladende Stöße bei der Ermittlung von Ladungszustandsverteilungen berücksichtigen. Der Einfluß von Umladung wird detailliert diskutiert.

Das Kapitel III enthält die Beschreibung des experimentellen Aufbaus, an dem wir die in Kapitel IV beschriebenen Messungen - insbesondere der Ladungszustandsverteilungen extrahierter Ionenströme - durchgeführt haben.

Durch den Vergleich gemessener und errechneter Ladungszustandsverteilungen (Kapitel V) werden Plasmaparameter bestimmt, von denen die Ionentemperatur, die wesentlich für den Umladungseinfluß ist, spezielles Interesse hat.

Das letzte Kapitel VI vor der Zusammenfassung VII enthält Voruntersuchungen und Vorüberlegungen sowie die Ergebnisse von Messungen der Geschwindigkeitsverteilung extrahierter Ionenströme, aus denen sich ebenfalls die Ionentemperatur ermitteln läßt. Die dort dargestellten Messungen sind insofern ungewöhnlich, als ein üblicherweise als Massenfilter benutzter magnetischer Sektorfeldanalysator zur Geschwindigkeitsanalyse verwendet wird.

Bei den Untersuchungen extrahierter Ionenströme zeigte sich, daß eine korrekte Auswertung nur möglich ist, wenn die Transmissionseigenschaften des Kanals zwischen Plasma und Extraktionssystem berücksichtigt werden. Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Transmissionsmodell entwickelt, das es gestattet, die Auswirkung eines Kanals im Magnetfeld auf die Gesamthöhe des Stromes, die Ladungszustandsverteilung und die Geschwindigkeitsverteilung zu berechnen. Dieses Modell ist im Anhang dargestellt. Seine Ergebnisse spielen eine Rolle bei der Auswertung der Ladungszustandsverteilungen (Kapitel V) und der Geschwindigkeitsverteilungen (Kapitel VI).

4. Wahl des experimentellen Aufbaus und des Entladungsgases

Alle in dieser Arbeit dargestellten experimentellen Untersuchungen wurden an der sogenannten MPIG [13] durchgeführt, bei der durch Injektion eines Elektronenstrahls in eine mit Gas niedrigen Drucks gefüllte magnetische Flasche über Strahl-Plasma-Wechselwirkung ein Plasma erzeugt und aufgeheizt wird. Das Plasma dieser als Ionenquelle für mehrfach geladene Ionen konzipierten Apparatur wurde bereits von H.C. Herbert [14] umfang-

reich untersucht. Hierbei hatte sich gezeigt, daß die Energieverteilung der Elektronen im MPIG-Plasma bestimmt wird durch eine kleine Gruppe heißer Elektronen (Energie ~ einige keV) und einen überwiegenden Anteil kalter Elektronen. Solche Bedingungen, die ähnlich von K. Bernhardi [15] und U. Greb [16] auch für ein EZR-Plasma gefunden wurden, sind - wie die Bilanzrechnungen zeigen - geeignet, bereits bei kleinen Ionentemperaturen einen Umladungseinfluß deutlich werden zu lassen.

Als Entladungsgas wurde Argon gewählt, da die Wirkungsquerschnitte dieses Edelgases zu den am eingehendsten und häufigsten vermessenen zählen. Da die Verhältnisse der einzelnen Wirkungsquerschnitte untereinander zumindest bei anderen schweren Edelgasen ähnlich sind, scheint eine Übertragbarkeit der prinzipiellen Ergebnisse gegeben zu sein.

II. Berechnung von Ladungszustandsverteilungen

1. Bilanz-Gleichungssystem

Wir betrachten das Zusammenwirken folgender Prozesse:

Ionisierung durch Elektronen
Umladung zwischen Ionen und Neutralteilchen
Wandverluste

Ist die Ionentemperatur nicht allzugroß, kann die Stoßionisierung durch Ionen und Neutralteilchen vernachlässigt werden [17]. Für die Umladung zwischen Ionen sind bislang keine Wirkungsquerschnitte bzw. Ratenkoeffizienten bekannt. Wegen des abstoßenden elektrischen Potentials sind sie jedoch zumindest bei kleinen Ionenenergien vermutlich so klein, daß dieser Prozeß vernachlässigt werden kann.

Neben reiner Umladung, wie sie durch die Reaktionsgleichung (1) beschrieben wird, kann es beim Stoß zwischen Ionen und Neutralteilchen auch zu einer zusätzlichen Ionisation kommen. Solche als Transferionisation bezeichneten Stoßprozesse, die z.B. durch molekulare Autoionisation des während des Stoßes gebildeten Quasimoleküls auftreten können, wurden in neuerer Zeit z.B. von Niehaus und Ruf [18] oder Kahlert [19] an einigen Systemen untersucht. Die experimentellen Daten sind jedoch noch sehr begrenzt und Wirkungsquerschnitte nahezu unbekannt. Schon deswegen können diese Prozesse in unserer Rechnung keine Berücksichtigung finden. Aus den Potentialkurven, mit deren Hilfe solche Prozesse beschrieben werden (z.B. [19]), ergibt sich zudem eine Schwellenenergie von ca. 10 eV, so daß die Vernachlässigung der Transferionisation zumindest für kleinere Energien berechtigt erscheint.

Volumenrekombination spielt in heißen und nicht sehr dichten Plasmen keine Rolle. Das gleiche gilt für Photoionisierung in optisch dünnen Plasmen.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich als Bilanzgleichung für die Dichte n_ζ von ζ-fachgeladenen Ionen im stationären Gleichgewicht:

$$\frac{dn_\zeta}{dt} = 0 = n_e \left[\sum_{z=0}^{\zeta-1} n_z \langle v_e \sigma_{\zeta z} \rangle - n_\zeta \sum_{z=\zeta+1}^{Z} \langle v_e \sigma_{z\zeta} \rangle \right]$$

$$+ n_o \left[\sum_{z=\zeta+1}^{Z} n_z \langle | v_o - v_z | (\sigma^o_{\zeta z} + \sigma^o_{z-\zeta z}) \rangle - n_\zeta \sum_{z=1}^{\zeta-1} \langle | v_o - v_\zeta | \sigma^o_{z\zeta} \rangle \right.$$

$$- n_\zeta / \tau_\zeta . \qquad (2)$$

Hierin bezeichnen n_e bzw. n_z die Dichten von Elektronen bzw. z-fach geladenen Ionen (Index o bezeichnet Neutralteilchen), v_e und v_z deren Geschwindigkeiten. Die Größen $\sigma_{\zeta z}$ bzw. $\sigma^o_{\zeta z}$ sind die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisierung bzw. Umladung mit Neutralen. Der rechte untere Index bezeichnet jeweils die Ladungszahl vor dem Stoß, der linke die danach. Z ist die Kernladungszahl, also die höchstmögliche Ladungszahl der Ionen. Die Ausdrücke $\langle v\sigma \rangle$ bezeichnen Ratenkoeffizienten.

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite der Gleichung (2) beschreiben die Gewinne bzw. Verluste durch Elektronenstoßionisierung.

Der dritte und vierte Term berücksichtigen die Gewinne und Verluste durch die Umladung mit Neutralteilchen. Die Summe $\sigma_{\zeta z} + \sigma_{z-\zeta z}$ tritt aus folgendem Grund auf: Sowohl die Reaktion $A^{z+} + A^o \rightarrow A^{(z-\zeta)+} + A^{\zeta+}$ als auch die Reaktion $A^{z+} + A^o \rightarrow A^{\zeta+} + A^{(z-\zeta)+}$ führen zur Erzeugung von ζ-fach geladenen Ionen. Im ersten Fall werden ζ, im zweiten z-ζ Elektronen umgeladen. Es sei darauf hingewiesen, daß symmetrische Umladungsprozesse ($A^{z+} + A \rightarrow A + A^{z+}$) keine Rolle für die Bilanz spielen, da sie die Dichten der jeweiligen Ionensorten nicht ändern.

Der letzte Term beschreibt die Wandverluste mit Hilfe einer Lebensdauer bzw. Verweilzeit τ_ζ. Die Lebensdauern sind i.A. von den speziellen inneren und äußeren Parametern eines Plasmas abhängig.

Zu den Z Bilanzgleichungen (2) kommt in einem Plasma noch die Quasineutralitätsbedingung

$$\sum_{z=1}^{Z} z n_z = n_e \qquad (3)$$

hinzu.

Die Gleichungen (2) und (3) sind bei Kenntnis der Ratenkoeffizienten und Lebensdauern ein nichtlineares Gleichunssystem von Z+1 Gleichungen für Z+2 Unbekannte $(n_o, n_e, n_1 \ldots, n_z)$. Teilt man die Gleichungen (2) durch n_e^2 und (3) durch n_e, so ergibt sich:

$$\sum_{z=o}^{\zeta-1} \frac{n_z}{n_e} \langle \nu_e \sigma_{\zeta z} \rangle - \frac{n_\zeta}{n_e} \sum_{z=\zeta+1}^{Z} \langle \nu_e \sigma_{z\zeta} \rangle$$

$$+ \frac{n_o}{n_e} \left[\sum_{z=\zeta+1}^{Z} \frac{n_z}{n_e} \langle \nu_o - \nu_z | (\sigma^o_{\zeta z} + \sigma^o_{z-\zeta z}) \rangle - \frac{n_\zeta}{n_e} \sum_{z=1}^{\zeta-1} \langle | \nu_o - \nu_\zeta | \sigma^o_{z\zeta} \rangle \right]$$

$$- \frac{n_\zeta / n_e}{n_e \tau_\zeta} = 0 \qquad (4)$$

und

$$\sum_{z=1}^{Z} z \frac{n_z}{n_e} = 1. \qquad (5)$$

Die Unbekannten sind nun die Z+1 reduzierten Größen:
$n_z/n_e (z=0,\ldots,Z)$. An die Stelle der Lebensdauern τ_ζ treten die Parameter $n_e \tau_\zeta$.

2. Vereinfachende Annahmen

Um die Anzahl der Parameter des Gleichungssystems zu verringern, wurden folgende Annahmen gemacht:

1. Die Verweilzeiten der einzelnen Ionenarten sind gleich

$$\tau_1 = \tau_2 = \ldots = \tau_Z = :\tau. \qquad (6)$$

Zur Aufrechterhaltung der Quasineutralität des Plasmas muß in diesem Fall die allen Ionen gemeinsame Einschlußzeit τ identisch sein mit der Einschlußzeit der Elektronen. Sie kann also als Plasmaeinschlußzeit betrachtet werden. Zudem entsprechen die Anteile der einzelnen Ionenarten in einem extrahierten Ionenstrahl direkt der Ladungszustandsverteilung im Plasma.

2. Alle Ionensorten haben dieselbe mittlere Geschwindigkeit:

$$\langle|v_o - v_1|\rangle = \langle|v_o - v_2|\rangle = \ldots = \langle|v_o - v_Z|\rangle = : v_i. \qquad (7)$$

Nimmt man an, daß die mittlere Geschwindigkeit der Neutralen klein ist gegen die der Ionen ($\langle v_o\rangle \ll v_i$), so ist v_i identisch mit der mittleren Ionengeschwindigkeit. Geht man weiter davon aus, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen maxwellsch ist, so gilt

$$v_i = \left(\frac{8}{\pi}\,\frac{kT_i}{m}\right)^{1/2}, \qquad (8)$$

wobei T_i die Temperatur der Ionen und m ihre Masse ist.

3. Die Wirkungsquerschnitte für Umladung sind energieunabhängig:

$$\langle|v_o - v_z|\sigma^o\rangle = v_i \sigma^o. \qquad (9)$$

Die Berechtigung dieser Annahme haben für weite Energiebereiche die Messungen von Huber [11] gezeigt.

4. Sorgfältige Messungen der Elektronenenergieverteilungen an einem EZR-Plasma [15] haben entgegen früheren Annahmen gezeigt, daß in solchen Entladungen nur ein Teil der Elektronen auf hohe Energien aufgeheizt wird. Der größere Rest bleibt kalt. Messungen an der MPIG [14] zeigen ähnliche Verhältnisse.
Um auch solche Abweichungen von einer Gleichgewichtsverteilung der Elektronen berücksichtigen zu können, wurden folgende Annahmen gemacht: Nur ein Teil der Elektronen mit der Dichte n_{eh} ist heiß genug, um ionisieren zu können. Der Rest mit der Dichte $n_e - n$ trägt lediglich zur Quasineutralität des Plasmas bei. Nimmt man

für die Geschwindigkeitsverteilung der heißen Elektronen eine Maxwellverteilung $f^{Maxw}(v, kT_{eh})$ an, so erhält man für die Ratenkoeffizienten $\langle \nu_e \sigma \rangle$ der Stoßionisierung:

$$\langle \nu_e \sigma \rangle = \frac{n_{eh}}{n_e} \int f^{Maxw}(v, kT_{eh}) v \sigma(v) dv = \frac{n_{eh}}{n_e} S(kT_{eh}). \qquad (10)$$

(Hierbei ist vorausgesetzt, daß f^{Maxw} auf 1 normiert ist.)

Mit diesen Annahmen und nach Multiplizieren der Gleichung (4) mit n_e/n_{eh} vereinfacht sich das Gleichungssystem (4, 5) zu:

$$\sum_{z=o}^{\zeta-1} \frac{n_z}{n_e} S_{\zeta z}(kT_{eh}) - \frac{n_\zeta}{n_e} \sum_{z=\zeta+1}^{Z} S_{z\zeta}(kT_{eh})$$

$$+ \frac{n_o}{n_{eh}} \nu_i \left[\sum_{z=\zeta+1}^{Z} \frac{n_z}{n_e} (\sigma^o_{\zeta z} + \sigma^o_{z-\zeta z}) - \frac{n_\zeta}{n_e} \sum_{z=1}^{\zeta-1} \sigma^o_{z\zeta} \right] - \frac{n_\zeta / n_e}{n_{eh}\tau} = 0 \qquad (11)$$

$$\sum_{z=1}^{Z} z \frac{n_z}{n_e} = 1. \qquad (12)$$

Die Gleichungen (11) und (12) stellen ein eindeutig lösbares lineares Gleichungssystem für die Z+1 reduzierten Dichten $n_o/n_e, \ldots, n_Z/n_e$ mit den 3 Parametern kT_{eh}, $(n_o/n_{eh})\nu_i$ und $n_{eh}\tau$ dar.

Die Parameter kT_{eh} und $n_{eh}\tau$ sind maßgeblich für die Anzahl ionisierender Stöße, die ein einmal gebildetes Ion während seines Aufenthaltes im Plasma erfährt, der Parameter $(n_o/n_{eh})\nu_i$ bestimmt den Umladungseinfluß.

3. Notwendige Einschränkungen bei der Lösung des Gleichungssystems

Das Gleichungssystem wurde von uns zunächst für Argon als Entladungsgas gelöst, da dessen Wirkungsquerschnitte zu den am besten bekannten zählen. Auch für Argon mußten wir jedoch wegen fehlender Daten einige Einschränkungen vornehmen:

1. Für die Ionisierung von Ionen mit einem Verlust von mehr als

einem Elektron sind keinerlei Daten vorhanden. Daher wurden die entsprechenden Ratenkoeffizienten gleich Null gesetzt.

2. Für die Direktionisierung $Ar^{o}+e \rightarrow Ar^{z+}+(z+1)e$ sind uns experimentelle Daten nur bis z=7 bekannt [20,21]. Daher wurden nur Ionisationsstufen bis z=7 in die Bilanz miteinbezogen. Dies geschah auch aus den nachfolgend genannten Gründen.

3. Für die Einstufenionisierung $Ar^{(z-1)+}+e \rightarrow Ar^{z+}+2e$ existieren zwar Berechnungen von Ratenkoeffizienten bis z=Z [22], jedoch erweisen sich diese Werte im Vergleich mit gemessenen Wirkungsquerschnitten als zu groß. Experimentelle Daten existieren bis z=7 [23] und zeigen, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Formel

$$\sigma_{z,z-1} = \frac{1{,}4\cdot 10^{-13}}{(E/eV)\,(I/eV)} \ln \frac{E}{I}\ cm^2 \qquad \begin{matrix} E = \text{Stoßenergie} \\ I = \text{Ionisierungs-} \\ \quad\ \text{energie} \end{matrix} \qquad (13)$$

genügen. Eine Anwendung dieser Formel auf Ladungszustände $z > 8$ - also über die erste Elektronenschale hinweg - erscheint uns als problematisch.

4. Umladungsquerschnitte für $z > 7$ sind uns nicht bekannt. Zudem wurden bislang nur Querschnitte für die Umladung von höchstens 4 Elektronen gemessen [10].

Wegen der Punkte 2-4 wurden unsere Rechnungen nur auf Ladungszustände $z \leq 7$ ausgedehnt. Diese Einschränkung ist auch in Hinsicht auf die in unserem Experiment gemessenen Ladungszustandsverteilungen sinnvoll (siehe unten).

4. Verwendete Ratenkoeffizienten und Vergleich der Koeffizienten für Umladung und Ionisierung

Bei den Bilanzrechnungen wurden ausschließlich experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte benutzt, die aus den im vorigen Abschnitt unter den Punkten 2-4 zitierten Quellen entnommen wurden.

Die Ratenkoeffizienten $S(kT_{eh})$ der Stoßionisierungsprozesse wurden

gemäß Gl. (10) durch numerische Integration über eine Maxwellverteilung ermittelt. Im Bereich hoher Stoßenergien oberhalb von etwa 15 keV, für den uns keine gemessenen Wirkungsquerschnitte für Direktionisierung vorlagen, wurde ein Kurvenverlauf gemäß $\sigma = (C_1/E)\ln(E/C_2)$ (vgl. Gl. (13)) angenommen und die Konstanten C_1 und C_2 aus den Querschnitten bei den höchsten vermessenen Energien ermittelt. Die erhaltenen Ratenkoeffizienten sind in den Fig. 1 und 2 als Funktion der Elektronentemperatur dargestellt.

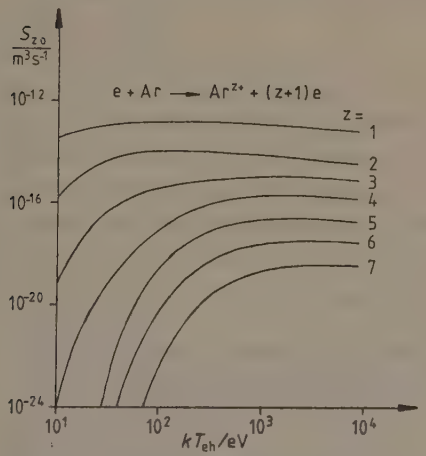


Fig. 1 Ratenkoeffizienten für Direktionisierung von Argon

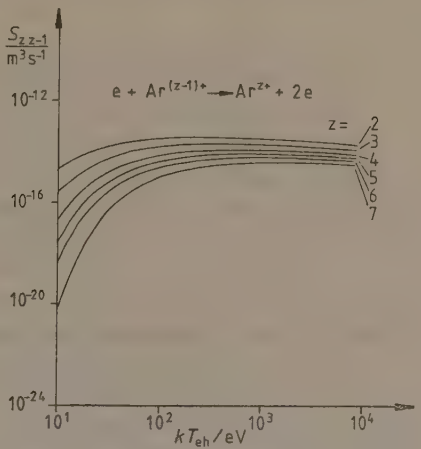


Fig. 2 Ratenkoeffizienten für Stufenionisierung von Argon

Fig. 3 zeigt die verwendeten Wirkungsquerschnitte für Umladungsprozesse zwischen Ionen und Neutralteilchen in Abhängigkeit vom anfänglichen Ladungszustand des Ions. Zur leichteren Übersicht sind die Punkte, die zum Transfer gleich vieler Elektronen gehören, durch eine Linie verbunden.

Von Interesse ist ein Vergleich der Ratenkoeffizienten für umladende Stöße mit denen ionisierender Stöße. Geht man gemäß Gl. (7) von einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und kalten Neutralteilchen aus, so erhält man für Argonionen

$$\nu_i = 2{,}5 \cdot 10^3 \sqrt{kT_i/eV}\,\frac{m}{s} \qquad (14)$$

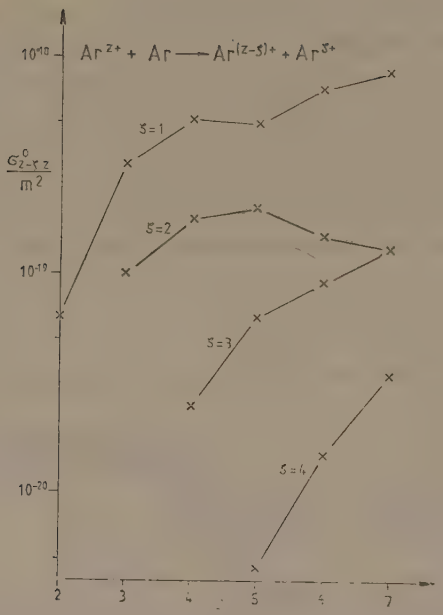


Fig. 3 Wirkungsquerschnitte für umladende Stöße zwischen Argonionen und neutralen Ionen

Für die Umladung nur eines Elektrons und bei einer Ionentemperatur von kT_i = 1 eV ergeben sich hiermit Ratenkoeffizienten zwischen ca. 10^{-16} m³/s für zweifachgeladene Ionen und ca. $2 \cdot 10^{-15}$ m³/s für siebenfachgeladene.

Bereits bei dieser vergleichsweise niedrigen Ionentemperatur liegen diese Umladungsratenkoeffizienten für höhere Ladungszustände deutlich über den maximal möglichen Ratenkoeffizienten für Direktionisierung (Fig. 1) und sind vergleichbar mit denen von Stufenionisierung im Bereich deren Maxima (Fig. 2). Anhand dieses Vergleiches ist bereits bei geringen Ionentemperaturen ein deutlicher Einfluß umladender Stöße auf die Bilanz vor allem höher geladener Ionen zu erwarten. Es sei allerdings schon hier darauf hingewiesen, daß nicht die Ratenkoeffizienten, sondern die einzelnen Raten, in die auch die Dichten der Stoßpartner eingehen, letztlich die Ladungszustandsverteilung bestimmen.

5. Wahl des Umladungsparameters

Da die Wirkungsquerschnitte für Umladung als energieunabhängig angenommen wurden, ist die spezielle Form der Ionenenergieverteilung unwesentlich. Einfluß hat nur die mittlere Relativgeschwindigkeit v_i zwischen Ionen und Neutralen. Dennoch haben wir zugunsten eines leichteren Zugangs zur Größe der jeweiligen Ionenenergie in den Figuren und bei der weiteren Diskussion die Relativgeschwindigkeit v_i gemäß Gl. (8) durch eine Ionentemperatur T_i ersetzt.

In Gl. (11) ist $(n_o/n_{eh})v_i$ bzw. $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ der Parameter, der für die relative Größe der Umladungsraten bestimmend ist. In diesem Parameter wird deutlich, daß der Einfluß der Umladung nicht nur von den Wirkungsquerschnitten und Teilchengeschwindigkeiten abhängt, sondern auch vom Verhältnis der Dichten der Stoßpartner für umladende (n_o) und ionisierende Stöße (n_{eh}).

Der Parameter $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ hat jedoch den gravierenden Nachteil, daß er mit der Lösung n_o/n_e des Gleichungssystems verknüpft ist. Dies ist besonders augenfällig im Fall $n_e = n_{eh}$.

Da alle Parameter Auswirkungen auf die Größe der reduzierten Neutralendichte n_o/n_e haben, kann dem Wert des Parameters $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ erst nach der Lösung eine Information über die Ionenenergie entnommen werden. Es ist daher in vielen Fällen sinnvoller, die Größe $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ als Parameter zu wählen, die nicht mit einer Lösung verknüpft ist und im Falle $n_e = n_{eh}$, also bei einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung aller Elektronen, direkt die Ionentemperatur ergibt.

Die Zuordnung der beiden Parameter $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ und $n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ erhält man, wenn man das lineare Gleichungssystem (11) und (12) mit dem Parameter $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ löst und anschließend diesen Parameter durch die reduzierte Neutralendichte n_o/n_e, die als Lösung herauskommt, teilt. Wie die Fig. 4 zeigt, ist die Zuordnung bei fester Elektronentemperatur kT_{eh} und festem Wert von $n_{eh}\tau$ eindeutig. Solange Umladung keinen Einfluß auf n_o/n_e hat, sind die beiden Parameter proportional zueinander. Mit zunehmendem Um-

ladungseinfluß steigt $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ jedoch überproportional an, da Umladung die reduzierte Neutralteilchendichte verringert (siehe II. 7). Dies führt schließlich zu einer Polstelle. Noch größere Werte von $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ sind in einem stationären Plasma nicht möglich (siehe Fig. 5). Bei der Rechnung führen sie zu negativen Lösungen für die reduzierten Dichten. Durch die Wahl von $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ als

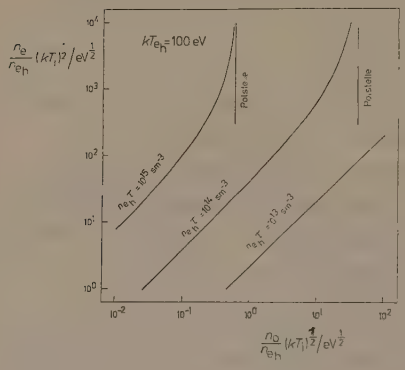


Fig.4 Zusammenhang zwischen den Umladungsparametern

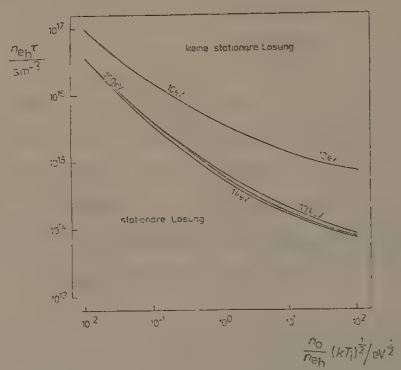


Fig.5 Parameterbereich einer physikalisch sinnvollen stationären Lösung

Parameter verliert das Gleichungssystem zwar seine Linearität, doch durch Variation von $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ läßt sich jeweils die Lösung finden. Will man Lösungen für den Fall vernachlässigter Umladung finden, so muß man lediglich $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i} = (n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i} = 0$ setzen.

6. Einfluß der Parameter auf die Ladungszustandsverteilung bei vernachlässigter Umladung

Zugunsten eines leichteren Verständnisses soll zunächst der Fall $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i} = (n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i} = 0$ betrachtet werden. In diesem Fall verschwinden die Umladungsraten, Umladung spielt also keine Rolle. Die Ladungszustandsverteilung wird nur durch die beiden Parameter $n_{eh}\tau$ und kT_{eh} bestimmt. In den Fig. 6 - 9 sind die reduzierten Dichten in Abhängigkeit von $n_{eh}\tau$ bei verschiedenen Elektronen-

temperaturen für diesen Fall dargestellt.

6.1 Einfluß von $n_{eh}\tau$

Solange $n_{eh}\tau$ so klein ist, daß ein durch Direktionisierung gebildetes Ion während seines Aufenthaltes im Plasma keinen zweiten ionisierenden Stoß erleidet, sind die relativen Dichten der Ionensorten ausschließlich durch die Ratenkoeffizienten für Direktionisierung (Fig. 1) gegeben

$$n_z/n_\zeta = S_{zo}/S_{\zeta o}. \qquad (15)$$

Die reduzierten Dichten der Ionen sinken monoton mit steigender Ladungszahl und sind von $n_{eh}\tau$ unabhängig. Nur n_o/n_e sinkt mit steigendem $n_{eh}\tau$, da eine längere Verweilzeit der Ionen im Plasma den Ionisierungsgrad heraufsetzt.

Mit steigendem $n_{eh}\tau$ ist nacheinander für alle Ionensorten der Punkt erreicht, an dem ein einmal gebildetes Ion während seines Aufenthalts im Plasma noch einen weiteren ionisierenden Stoß erleiden kann. An diesem Punkt beginnt jeweils die reduzierte Dichte des nächsthöheren Ladungszustandes durch Stufenionisierungsgewinne zu steigen. Mit steigender Dichte der mehrfachgeladenen Ionen verliert die Direktionisierung schnell ihre Bedeutung, und Stufenioniserungsprozesse werden wegen ihrer wesentlich größeren Ratenkoeffizienten bestimmend. Da die Bildung höher geladener Ionen durch Stufenionisierung natürlich auf Kosten niedriger geladener Ionen geht, erreichen die reduzierten Dichten der Ionen nacheinander ein Maximum, von dem aus sie wieder fallen. Lediglich der höchstmögliche Ladungszustand ist eine monoton steigende Funktion des Parameters $n_{eh}\tau$. Durch dieses Verhalten verschiebt sich das Maximum der Ladungszustandsverteilung mit steigendem Parameterwert $n_{eh}\tau$ zu höheren Ladungszuständen hin, bis schließlich die Dichte des höchstmöglichen Ladungszustandes maximal ist.

Im Grenzfall $n_{eh}\tau \to \infty$ gilt: Die reduzierte Dichte des höchstmöglichen Ladungszustandes Z geht gegen 1/Z, während die übrigen reduzierten Dichten gemäß $n/n_e \sim 1/(n_{eh}\tau)$ fallen. Die Verhält-

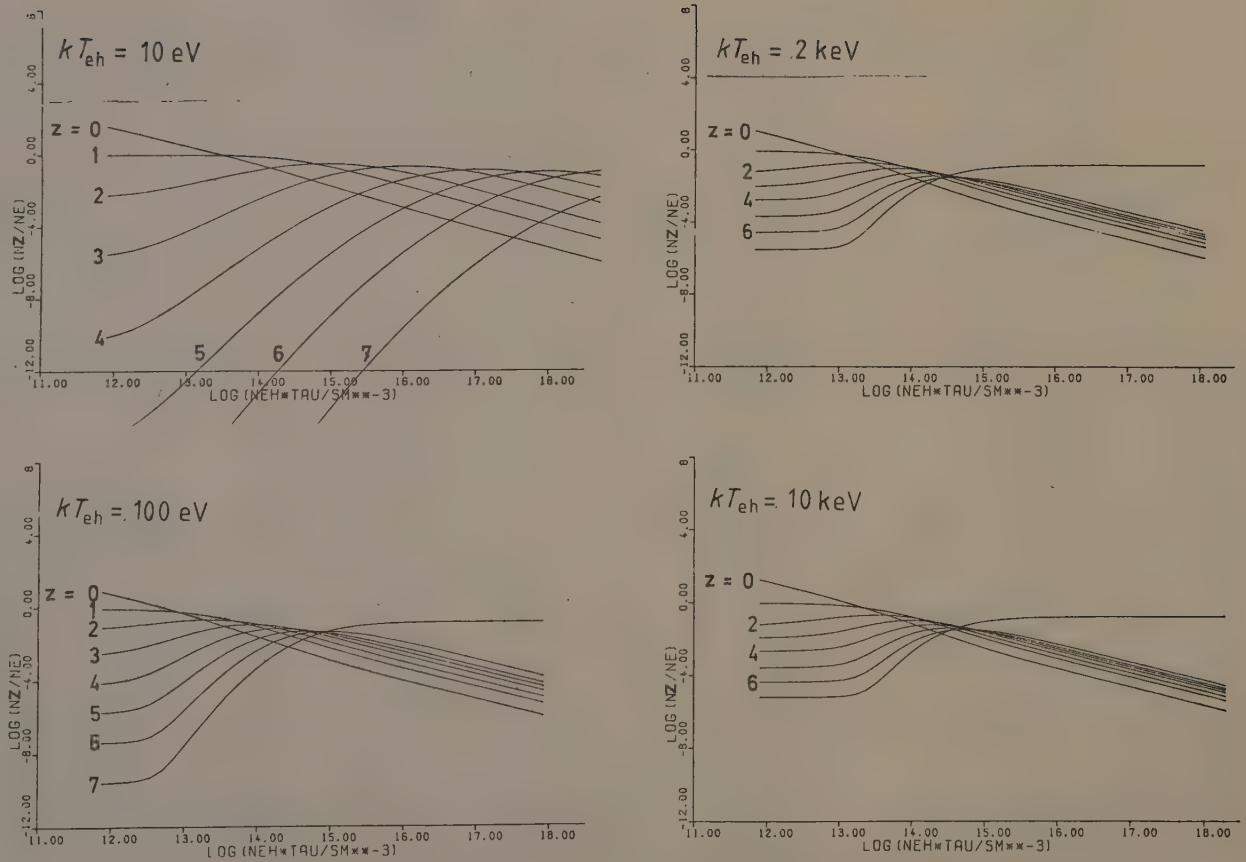


Fig. 6-9 Reduzierte Dichten als Funktion von $n_{eh}\tau$ bei vernachlässigter Umladung

nisse dieser Dichten untereinander sind gegeben durch die Stufenionisierungsverluste

$$n_z/n_\zeta = S_{\zeta+1\ \zeta}/S_{z+1\ z}. \qquad (16)$$

6.2 Einfluß der Elektronentemperatur

Der Einfluß der Elektronentemperatur ergibt sich vor allem aus der Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten für Direkt- und Stufenionisierung von der Temperatur, die in den Fig. 1 und 2 dargestellt ist. Die Temperaturabhängigkeit ist am größten bei kleinen Temperaturen. Dort steigen die Ratenkoeffizienten steil an, und zwar um so steiler, je höher der Ladungszustand ist. Sie erreichen ein Maximum ungefähr dort, wo die thermische Energie gleich der Ionisierungsenergie ist und fallen dann langsam ab. Ab einer Temperatur von $kT_e \approx 3$ keV sind die Kurven der Ratenkoeffizienten in einer logarithmischen Darstellung (siehe Fig. 1, 2) nahezu parallel, so daß eine weitere Temperaturerhöhung ihre Verhältnisse nur geringfügig beeinflußt. Dies spiegelt sich in der Abhängigkeit der Ladungszustandsverteilung von kT_{eh} wider. Sie ist groß bei kleinen Temperaturen, verschwindet dann jedoch in zunehmendem Maße. Da die Ratenkoeffizienten für Stufenionisierung bei kleinen Temperaturen weniger steil ansteigen als die für Direktionisierung, ergibt sich ein Abnehmen des Temperatureinflusses mit steigendem $n_{eh}\tau$.

7. Einfluß der Umladung

Bei einem umladenden Stoß zwischen einem Ion und einem Neutralteilchen entstehen zwei Ionen, deren Ladungszahlen niedriger sind als die des ursprünglichen Ions. Umladung entvölkert also die hohen Ladungszustände.

Da Umladung ein Verlustprozeß für Neutrale ist und zudem die gebildeten niedrigeren Ladungszustände höhere Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßionisierung haben, bewirkt Erhöhung der Umladungsraten eine Verkleinerung der reduzierten Neutralendichte n_o/n_e,

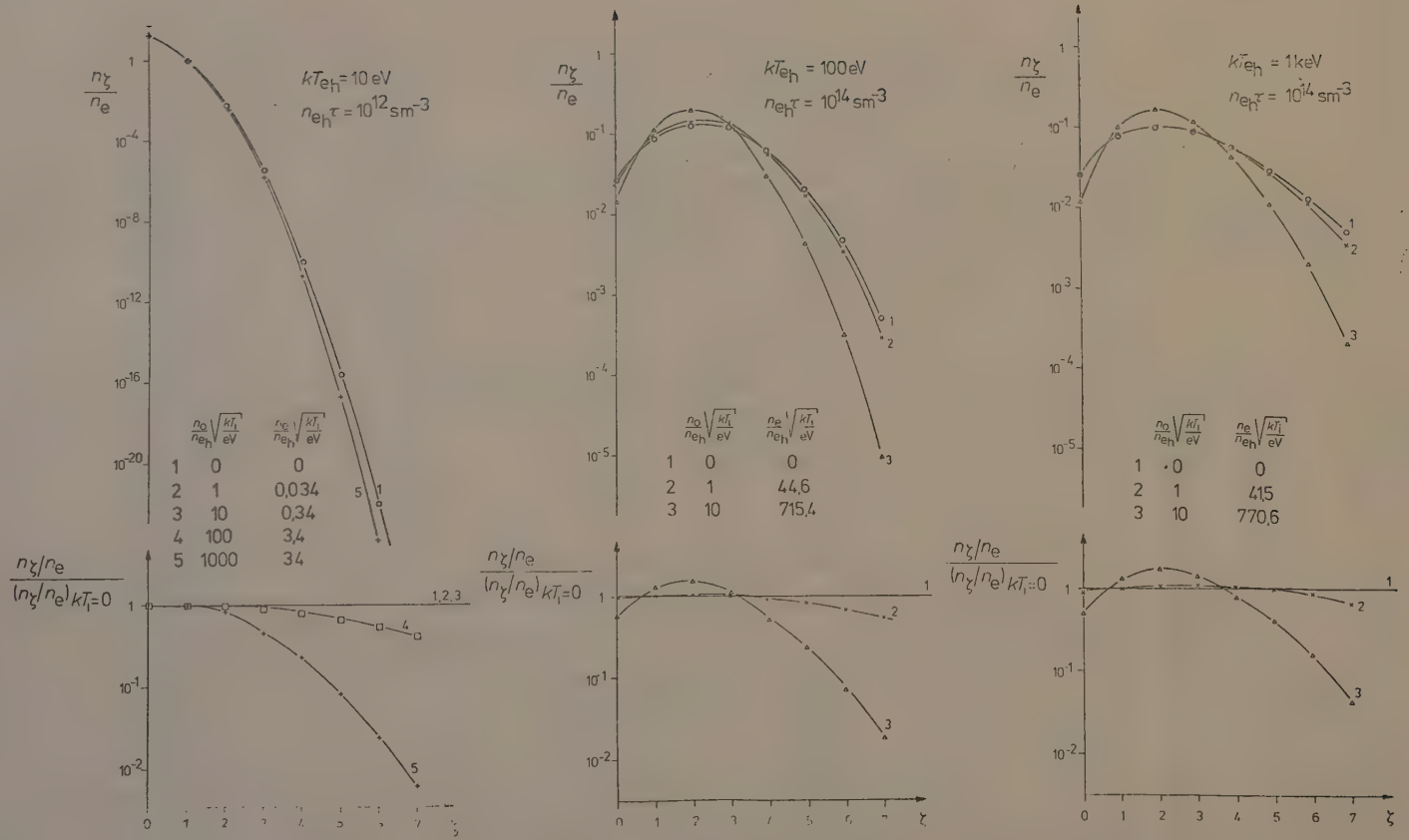


Fig. 10-12 Ladungszustandsverteilungen bei verschiedenen Werten der Umladungsparameter

vergrößert also den Ionisierungsgrad des Plasmas.

In den Fig. 10-12 sind Ladungszustandsverteilungen für verschieden hohe Werte der Umladungsparameter $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ bzw. $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ bei jeweils konstanten anderen Parametern zu sehen. Der Umladungseinfluß wird besonders deutlich in den unteren Teilen der Figuren, in denen die reduzierten Dichten durch ihren jeweiligen Wert bei fehlender Umladung ($kT_i = 0$) geteilt sind, der Einfluß der Umladung also isoliert betrachtet werden kann.

Deutlich wird die Abnahme der reduzierten Neutralendichte und die mit steigender Ladungszahl steigende Abnahme höherer Ladungszustände. Dies ist verständlich, da Umladung die hohen Ladungszustände nicht nur direkt entvölkert, sondern ihnen außerdem durch Verringerung der Dichten der nächstniedrigeren Ladungszustände die Basis für Stufenionisierungsgewinne entzieht. In der Gegend des Verteilungsmaximums ist stets ein Anstieg der reduzierten Dichten durch Umladungsgewinne zu sehen.

Obwohl der Dichteanstieg bei niedrigen Ladungszahlen und das Absinken bei hohen natürlich eine Verringerung der mittleren Ladungszahl bedeutet, bleibt außer in extremen Fällen die Ladungszahl des Verteilungsmaximums erhalten. Der Umstand, daß die Wirkungsquerschnitte für die Umladung nur eines Elektrons stets die höchsten sind, führt leicht zu dem Fehlschluß, daß Umladung die Ladungszustandsverteilung vor allem zugunsten einfach geladener Ionen verändern müßte. Die Rechnungen zeigen jedoch, daß eine überverhältnismäßige Bevölkerung des ersten Ladungszustandes nicht auftritt. Der Grund hierfür ist die Verringerung der reduzierten Neutralendichte n_o/n_e, die Ausgangspunkt für die Ionisierungsgewinne ist.

In den Fig. 13-16 sind die reduzierten Dichten als Funktion des Parameters $n_{eh}\tau$ bei verschiedenen Werten des Umladungsparameters $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ und der Elektronentemperatur kT_{eh} dargestellt. Es sind dabei nur die Kurven für die Ionenarten Ar^+, Ar^{3+} und Ar^{6+} eingezeichnet, da die Figuren sonst zu unübersichtlich geworden wären. Über die bereits anhand der Fig. 10-12 diskutierten Auswirkungen von Umladung hinaus zeigt sich, daß bei gleichbleiben-

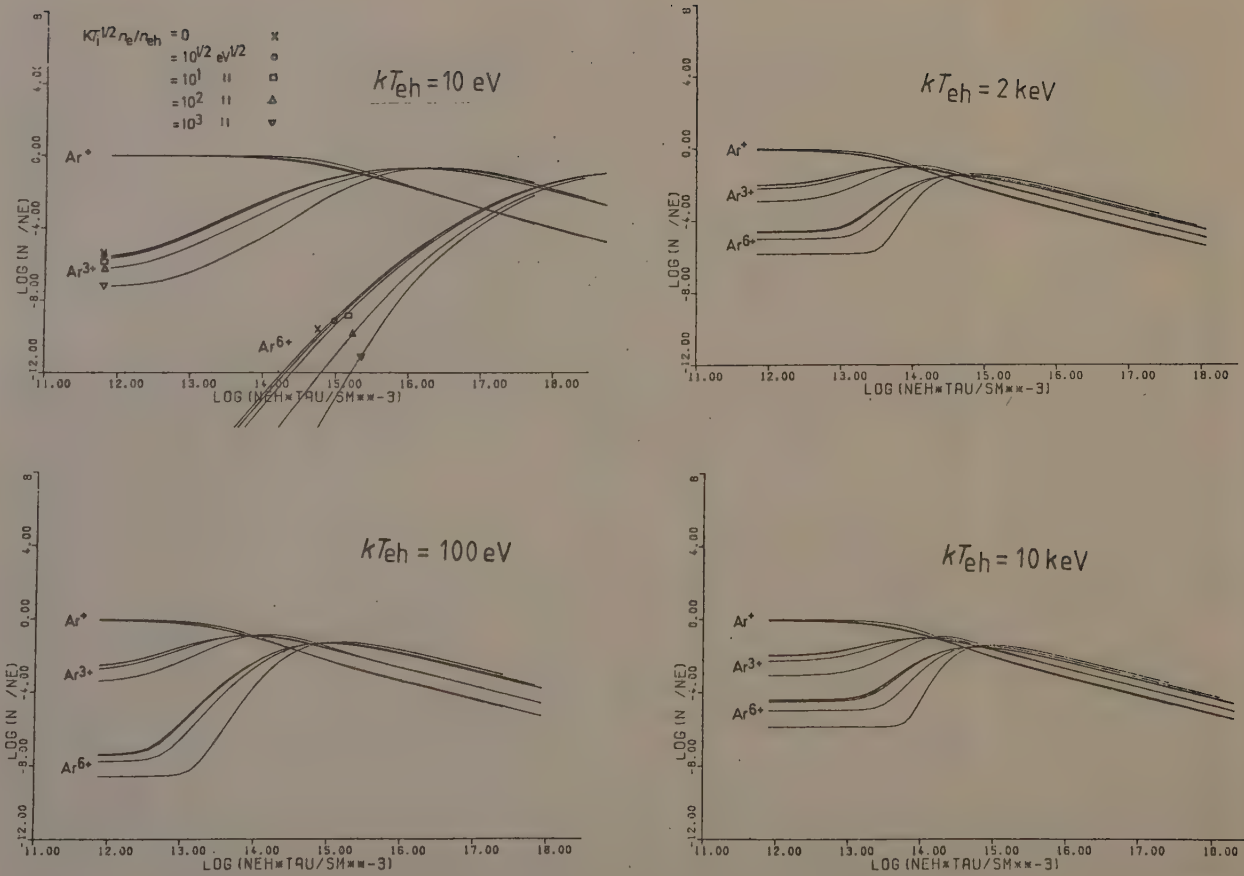


Fig. 13-16 Reduzierte Dichten der Ionenarten Ar^+, Ar^{3+} und Ar^{6+} als Funktion von $n_{eh}\tau$ bei verschiedenen Werten des Umladungs parameters

dem Umladungsparameter der Einfluß umladender Stöße am größten ist bei kleinen Elektronentemperaturen und kleinen Werten des Parameters $n_{eh}\tau$. Insbesondere mit steigendem Wert von $n_{eh}\tau$, also zu besserem Plasmaeinschluß hin, der für eine effektive Erzeugung hochgeladener Ionen nötig ist, verringert sich der Umladungseinfluß.

Von praktischem Interesse ist die Frage, unter welchen Bedingungen Umladung eine wesentliche Rolle für die Ladungszustandsverteilung spielt. Es sei dazu angenommen, daß ein wesentlicher Einfluß gegeben ist, wenn sich die reduzierte Dichte mindestens eines der ersten 7 Ladungszustände um etwa 50 % ändert. Aus dieser Anforderung ergeben sich in Abhängigkeit von den Parametern kT_{eh} und $n_{eh}\tau$ Mindestwerte für den Umladungsparameter $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$, die für gegebene Verhältnisse n_e/n_{eh} aus der Dichte aller Elektronen und der heißen Elektronen minimale Ionentemperaturen kT_i bestimmen. Diese Minimalwerte sind für einige Parameterkombinationen in der folgenden Tabelle angegeben:

kT_{eh}/eV	$n_{eh}\tau$/m^{-3}s	$\frac{n_e}{n_{eh}}(kT_i/\text{eV})^{1/2}$ für ca. 50 % Änderung	kT_i/eV ($n_e = n_{eh}$)	kT_i/eV ($n_e = 10n_{eh}$)
10	10^{12}	3	9	0,09
100	10^{13}	20	400	4
100	10^{14}	50	2500	25
1000	10^{14}	50	2500	25

Ist die Geschwindigkeitsverteilung aller Elektronen maxwellsch (also $n_e = n_{eh}$), so erhält man Mindestwerte für die Ionentemperatur, die bereits bei kleinen Elektronentemperaturen und schlechtem Plasmaeinschluß in der Gegend der Elektronentemperatur liegen. Bei höheren Elektronentemperaturen und größeren Parameterwerten $n_{eh}\tau$ liegen sie z.T. sogar weit über der Elektronentemperatur. Dieses Ergebnis ist angesichts der großen Umladungswirkungsquerschnitte und angesichts des in Abschnitt II4 vorgenommenen Vergleichs zwischen Ionisierungs- und Umladungsratenkoeffizienten zunächst erstaunlich und unerwartet. Es wird jedoch

verständlich, wenn man die einzelnen Gewinn- und Verlustraten, die erst als Ergebnis der Rechnung bekannt sind, vergleicht. Bei niedrigen Werten des Parameters $n_{eh}\tau$ spielt Umladung als Gewinnprozeß nur eine untergeordnete Rolle, da sich Umladungsgewinne nur aus Umladung der nächsthöheren Ladungszustände ergeben, deren Dichten aber mit steigender Ladungszahl stark fallen. Als Verlustprozeß spielen Umladungen ebenfalls erst bei hohen Ionentemperaturen eine Rolle, da die Verluste ansonsten allein durch Wandverlust bestimmt sind. Mit steigendem Wert des Parameters $n_{eh}\tau$ sinken zwar die Wandverlustraten und die Dichten hochgeladener Ionen steigen, gleichzeitig verringert sich aber die reduzierte Dichte der Neutralteilchen. Damit fehlen in zunehmendem Maße die Stoßpartner für umladende Stöße, so daß der Umladungseinfluß weiter sinkt.

Ein wesentlicher Einfluß umladender Stöße auf die Ladungszustandsverteilung im Plasma ist also nur zu erwarten, wenn entweder die Ionentemperatur sehr hoch ist, oder aber die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in der Art von einer Maxwellverteilung abweicht, daß nur ein kleiner Teil der Elektronen heiß genug ist, um ionisieren zu können. Die dann erforderlichen Ionentemperaturen sind für den Fall $n_e = 10 \cdot n_{eh}$ in der obigen Tabelle aufgeführt. Sie liegen z.B. in diesem Fall um einen Faktor 100 unter denen, die bei einer Maxwellverteilung aller Elektronen nötig sind.

8. Vorüberlegungen zur Möglichkeit einer experimentellen Überprüfung

Zur Bestätigung bzw. Überprüfung der Bilanzrechnungen und der daraus resultierenden Ladungszustandsverteilungen ist ein Vergleich zwischen errechneten und gemessenen Ladungszustandsverteilungen nötig.

Liegen gemessene Ladungszustandsverteilungen vor, so kann ein Vergleich erfolgen, indem man den gemessenen errechnete Verteilungen durch Parametervariationen anpaßt. Hierbei kann bereits die Güte der Übereinstimmung einen Hinweis auf die "Richtigkeit" der Rechnungen geben. Ein Einfluß von Umladung sollte sich - zu-

mindest wenn er wesentlich ist - daran zeigen, daß eine Anpassung mit variablem Umladungsparameter eine deutlich bessere Übereinstimmung ergibt, als wenn der Umladungsparameter von vornherein gleich Null gesetzt wird.

Stichhaltig wird ein Vergleich durch Anpassung allerdings erst, wenn die Modellparameter der bestangepaßten Verteilung mit gemessenen Größen übereinstimmen oder konsistent sind. In diesem Zusammenhang sind einige zusätzliche Überlegungen erforderlich, die vor allem die in II2 (Punkt 4) gemachte Annahme zur Energieverteilung der Elektronen betreffen. Bei den Rechnungen wurde davon ausgegangen, daß die Elektronenpopulation des Plasmas in zwei Teile zerfällt, und zwar in einen ionisierungsfähigen "heißen" Teil mit der Temperatur kT_{eh} und der Dichte n_{eh} und einen "kalten" Teil der Dichte $n_e - n_{eh}$, der lediglich zur Quasineutralität beiträgt. Diese Zweiteilung ist sicherlich die einfachste Möglichkeit, Abweichungen von einer einzigen Maxwellverteilung aller Elektronen in ihrem Einfluß auf die Bilanz zu untersuchen. Die Übertragung auf ein reales Plasma bedarf jedoch einer Erläuterung:

Die Energieverteilung der Elektronen ist zwar eine wichtige Größe für die Bilanz der Ionen, geht aber nur indirekt über die Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßionisierung in die Rechnung ein. Direkte Bedeutung haben nur diese Ratenkoeffizienten. Gemäß unseren Annahmen (vgl. Gl.(9)) bestimmt nun die Modelltemperatur kT_{eh} der heißen Elektronen die Verhältnisse der einzelnen Ratenkoeffizienten untereinander nicht jedoch deren absolute Größe. Diese absolute Größe ergibt sich erst zusammen mit dem Verhältnis n_{eh}/n_e aus der Dichte der heißen Elektronen (n_{eh}) und der aller Elektronen (n_e). Da sich die Verhältnisse der Ratenkoeffizienten untereinander, wie die Fig. 1 und 2 zeigen, durch Wahl der Temperatur in weiten Bereichen ändern lassen, erhält man eine große Anpassungsfähigkeit der im Modell verwendeten Ratenkoeffizienten. Durch geeignete Wahl der Größen kT_{eh} und n_{eh}/n_e können demnach auch Ratenkoeffizienten richtig beschrieben werden, die aus einer Energieverteilung hervorgehen, die von der angenommenen strikten Zweiteilung abweicht. Eine gute Näherung sollte selbst dann noch möglich sein, wenn mehrere verschieden heiße

Elektronengruppen vorhanden sind oder die Energieverteilung gänzlich von einer Maxwellverteilung abweicht. Für Größen, die durch Anpassung einer errechneten Ladungszustandsverteilung an eine gemessene gewonnen werden, bedeutet das, daß sie - soweit sie die Energieverteilung der Elektronen betreffen - primär als eine Beschreibung der Ratenkoeffizienten aufgefaßt werden müssen. Dies erschwert eine experimentelle Überprüfung, da entweder die einzelnen Ratenkoeffizienten direkt gemessen werden müßten oder aber die gesamte Energieverteilung der Elektronen. Hierzu wäre zum einen ein großer experimenteller Aufwand erforderlich und zum anderen bestehen erhebliche theoretische Schwierigkeiten, wenn die Energieverteilung im Bereich höherer Energien (etliche keV und darüber) z.B. durch Messung der emittierten Bremsstrahlung gewonnen werden soll [15]. Wegen dieser Probleme mußte in dieser Arbeit auf eine grundlegende Überprüfung dieser Größen wie kT_{eh} und n_{eh}/n_e verzichtet werden.

Einfacher ist die Situation für die übrigen Größen wie Einschlußzeit der Ionen und mittlere Ionengeschwindigkeit bzw. Ionentemperatur, da sie direkt in das Gleichungssystem (11), (12) eingehen und damit auch direkt mit entsprechenden Größen eines realen Plasmas identifiziert werden können. Multipliziert man die beiden Parameter $n_{eh}\tau$ und $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ miteinander, so erhält man die Größe $n_o\tau\sqrt{kT_i}$, die keine mit der Elektronenenergieverteilung verknüpfte Größe mehr enthält. Kennt man nun die Einschlußzeit τ in Abhängigkeit von der Neutralendichte n_o bzw.dem Neutralgasdruck, so kann hieraus ein Wert für die Ionentemperatur bestimmt werden, der sich mit einer experimentell ermittelten Ionentemperatur vergleichen läßt. Dieser Vergleich hat im Rahmen dieser Arbeit besondere Bedeutung, da sich die Modelltemperatur der Ionen letztlich aus dem Umladungseinfluß ergibt. Eine experimentelle Bestätigung der Ionentemperatur ist daher das wesentliche Indiz dafür, daß der Umladungseinfluß bei den Bilanzrechnungen richtig widergegeben wird.

Auch hierbei bleibt prinzipiell die Frage, ob die Annahmen gleicher Einschlußzeit aller Ionen (Gl. (6)) und gleicher mittlerer Geschwindigkeit (Gl. (7)) gerechtfertigt sind. Zumindest für ein

hochionisiertes Plasma jedoch legt die starke Kopplung der Ionen (insbesondere der höher geladenen) durch Coulombstöße aneinander die Berechtigung der Annahme nahe. Bislang wurde der Annahme gleicher Einschlußzeiten lediglich von Chan-Tung [8] und Y. Jongen [9] widersprochen. Deren Ergebnisse beruhen jedoch auf einer unzulässigen und fehlerhaften Verwendung von Diffusionsgleichungen, wie sie bei einem binären schwachionisierten Plasma gelten, für ein hochionisiertes Plasma mit verschieden hoch geladenen Ionen (siehe Anhang B).

Um einen Vergleich errechneter und gemessener Ladungszustandsverteilungen überhaupt durchführen zu können, ist natürlich zunächst ein experimenteller Aufbau erforderlich, bei dem in einem Plasma Ionen hinreichend hoher Ladungszahl erzeugt werden und z.B. durch Extraktion und massenspektrometrische Analyse in ihren Anteilen eindeutig bestimmt werden können. Soll zudem der in dieser Arbeit besonders interessierende Umladungseinfluß beobachtet werden können, so muß nach den oben erhaltenen theoretischen Ergebnissen außerdem die Ionentemperatur sehr hoch sein oder aber die Energieverteilung der Elektronen stark von einer Maxwellverteilung abweichen. Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, erschien unter diesen Gesichtspunkten der Aufbau der sogenannten MPIG [13] geeignet, an dem H.C. Herbert [14] bei Argon als Entladungsgas bis zu 7-fach geladene Argonionen nachweisen konnte und durch Bremsstrahlungsmessungen zeigte, daß nur ein geringer Teil (etwa ein Zehntel) der Elektronen des MPIG-Plasmas auf Energien von einigen keV aufgeheizt wird, während der überwiegende Rest kalt bleibt.

III. Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Experimentes ist in Fig. 17 dargestellt. Er entspricht bis auf einige Änderungen dem bereits von H.C. Herbert [14] beschriebenen Aufbau, der mit der Kurzbezeichnung MPIG belegt wurde.

Die Änderungen betreffen zum einen das Extraktions- und Nachweissystem, das in seiner ursprünglichen Form die notwendige eindeutige Bestimmung der Strahlzusammensetzung vereitelte oder zumindest stark erschwerte (siehe III.5). Darüber hinaus wurde die Länge des Entladungsraumes von zunächst 14 cm auf ca. 46 cm geändert, wodurch sich eine deutliche Verbesserung der Brennbedingungen des Plasmas ergab. Auf die einzelnen Änderungen wird in den folgenden Abschnitten jeweils an den entsprechenden Stellen eingegangen. Motivation und Auswirkungen der Verlängerung sind zudem noch in IV.2 dargestellt.

1. Prinzipielle Darstellung

Ein Elektronenstrahl (ca. 100 mA, 2 kV) wird axial in eine mit Argon niedrigen Drucks (einige 10^{-5} Torr bis einige 10^{-4} Torr) gefüllte magnetische Flasche injiziert und erzeugt dort ein Plasma. Ionen, die das Plasma durch einen Extraktionskanal gegenüber der Eintrittsöffnung des Elektronenstrahls verlassen, werden beschleunigt und durch eine Einzellinse auf den Eintrittsspalt eines magnetischen Analysators fokussiert, in dem sie gemäß ihrem Verhältnis aus Impuls und Ladung getrennt werden. Am Ausgang des Analysators werden die Ionenströme in einem Faradaybecher aufgefangen.

2. Vakuumsystem und Plasmagefäß

Die in UHV-Technik aufgebaute MPIG besteht aus drei Behältern, von denen der mittlere das Plasmagefäß ist. Der in Fig. 17 linke Behälter beinhaltet die Elektronenkanone, der rechte, der sich in das Laufrohr des magnetischen Analysators fortsetzt, Extraktionssystem und Ionenoptik. Die drei Behälter sind nur durch die Anodenöffnung der Elektronenkanone bzw. den

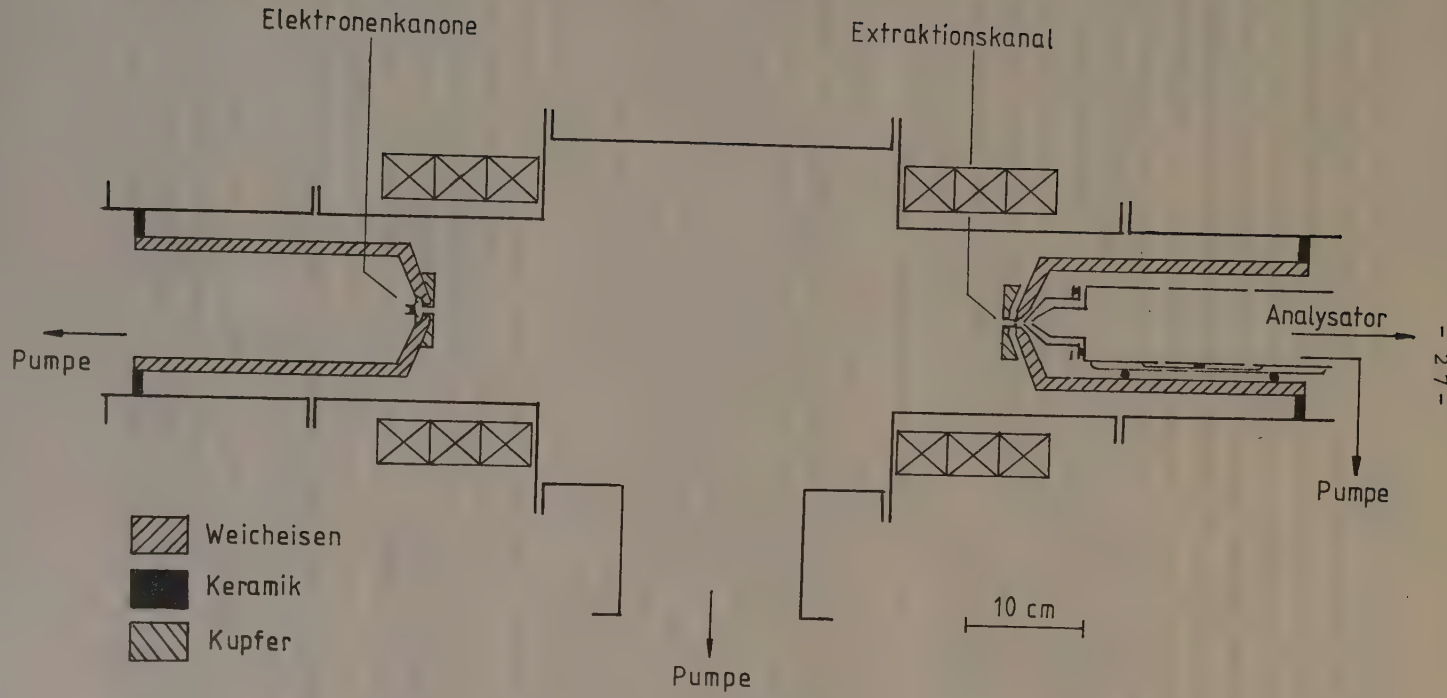


Fig. 17 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

Extraktionskanal miteinander verbunden und werden differentiell von drei Turbomolekularpumpen ausgepumpt. Die beiden Pumpen an Entladungs- und Extraktionsgefäß haben jeweils ein Saugvermögen von 1000 m^3/h, die am kleineren Gefäß der Elektronenkanone von 200 m^3/h. Der während unserer Untersuchungen erreichte Enddruck betrug in allen drei Behältern etwa 10^{-9} - 10^{-8} Torr und ist damit um drei bis vier Zehnerpotenzen niedriger als der minimale Betriebsdruck der Entladung (ca. $3 \cdot 10^{-5}$ Torr). Der Gaseinlaß in das Plasmagefäß erfolgt über einen Druckreduzierer, ein kurzes Rohrstück aus Edelstahl und ein motorbetriebenes Nadelventil, das über eine Druckregelung gesteuert wird, die mit einem Penningvakuumeter (Alcatel) verbunden ist. Eine Penningröhre zur Druckmessung wurde gewählt, da sie gegenüber äußeren Magnetfeldern unempfindlich ist und so auch bei eingeschaltetem magnetischem Spiegelfeld eine unverfälschte Druckbestimmung gestattet.

Das Plasmagefäß besteht aus einem 29 cm langen Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 30 cm, an dessen Enden zwei Stutzen angeflanscht sind, die ihrerseits einen Innendurchmesser von 15 cm haben. Radial besitzt das Gefäß neben dem Pumpstutzen noch weitere Stutzen verschiedener Durchmesser, die zum Anschluß von Druckmeßröhren, Gaszuführung oder zusätzlicher diagnostischer Einheiten dienen. Einer dieser Stutzen war in der Regel durch ein Glasfenster verschlossen, so daß eine optische Beobachtung des Plasmas ermöglicht wurde.

In die axialen Stutzen hinein ragen zwei Polschuhbecher aus Weicheisen (Hyperm O), vor denen sich jeweils eine gekühlte Kupferplatte als Plasmaendelektrode befindet. Der Abstand dieser Kupferplatten beträgt ca. 46 cm und bestimmt die Plasmalänge. Kupferplatten und Weicheisenbecher besitzen auf der Achse Bohrungen von 1 cm Ø, die durch Einsätze aus Tantal (Anode der Elektronenkanone) bzw. einem kupfergetränkten Wolframschwamm (Extraktionskanal) bis auf kleine Öffnungen verschlossen sind.

Wie bereits erwähnt, betrug die Plasmalänge ursprünglich 14 cm. Dabei ragten die Weicheisenbecher samt Kupferplatten entsprechend weit in das mittlere Gefäß hinein. Die Längenänderung wurde bei sonst identischem Aufbau durch Verlängern der axialen Stutzen

erzielt.

3. Magnetisches Spiegelfeld

Das magnetische Spiegelfeld im Plasmagefäß der MPIG wird durch zwei gleichsinnig erregte Spulenpakete in Verbindung mit den bereits erwähnten Polschuh-Bechern aus Weicheisen erzeugt.

Die beiden Spulenpakete sind symmetrisch zur Mittelebene des Plasmagefäßes über dessen axiale Stutzen geschoben und können dort mit Hilfe einer Halterung justiert bzw. zentriert werden. Jedes der Pakete besteht aus drei dichtaneinander gepackten Einzelspulen mit einem Innendurchmesser von 18 cm, einem Außendurchmesser von ca. 21 cm und einer Länge von ca. 3 cm. Die Windungszahl der einzelnen Spulen beträgt 27.

Die Eisenbecher sind 24 cm lang, haben einen Außendurchmesser von 11,6cm und eine Wandstärke von 12 mm. Die Eisenbecher schirmen zum einen die in ihrem Innern befindliche Elektronenkanone bzw. Ionenoptik gegen störende Magnetfelder ab, zum anderen erhöhen sie durch ihre Magnetisierung die Induktionsflußdichte im Plasmagefäß. Da die Becher geometrisch kleiner sind als die Spulenpakete, nimmt der durch die Bechermagnetisierung gegebene Magnetfeldanteil zur Mitte der Spiegelfalle hin schneller ab als der direkt vom Spulenstrom erzeugte Anteil. Hieraus resultiert eine Erhöhung des Spiegelverhältnisses gegenüber einem entsprechenden Aufbau ohne Eisenbecher.

Die mit einer Hallsonde gemessene axiale Induktionsflußdichte auf der Achse der Spiegelfalle ist in Fig. 18 als Funktion des Abstandes von der Mittelebene des Plasmagefäßes für Spulenströme I_M = 575 A und I_M = 300 A dargestellt.

Aus der Induktionsflußdichte B_{max} am Ort ihres Maximums und ihrem Wert B_o in der Mitte der magnetischen Flasche ergibt sich gemäß Fig. 18 für einen Spulenstrom von 300 A das Spiegelverhältnis B_{max}/B_o = 13,4. Bei Erhöhung des Stroms auf 575 A sinkt es auf B_{max}/B_o = 11,8. Die Abnahme des Spiegelverhältnisses zu hohen Spulenströmen hin resultiert aus einer Sättigung der Weicheisen-

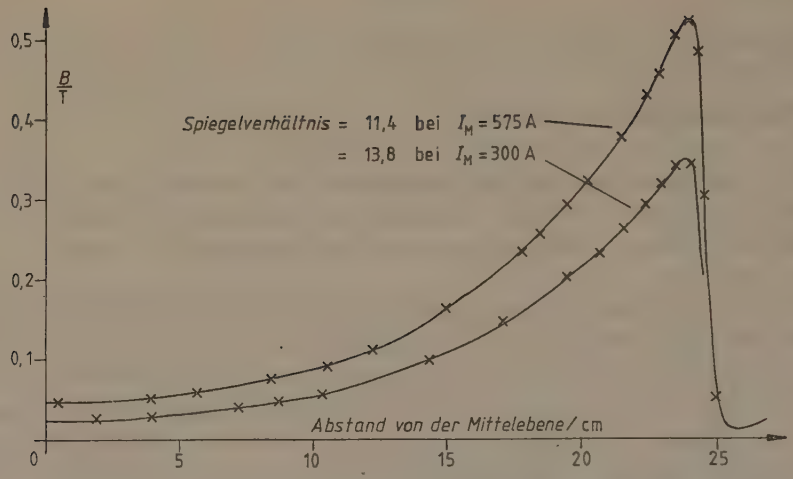


Fig. 18 Induktionsflußdichte auf der Achse des manetischen Spiegels als Funktion des Abstandes von der Mittelebene

becher. Hierdurch nimmt die Magnetisierbarkeit des Eisens ab und der Magnetisierungsanteil des Spiegelfeldes steigt nicht mehr proportional zum Spulenstrom. Die ermittelten Spiegelverhältnisse sind wesentlich höher als die bei der ursprünglichen Entladungslänge von 14 cm, die in der Gegend von B_{max}/B_o = 2,3 lagen. Die Erhöhung folgt aus dem größeren Abstand der Weicheisenbecher bei gleichbleibender Lage der Spulenpakete.

Fig. 19 zeigt die Induktionsflußdichte am Ort ihres Maximums kurz

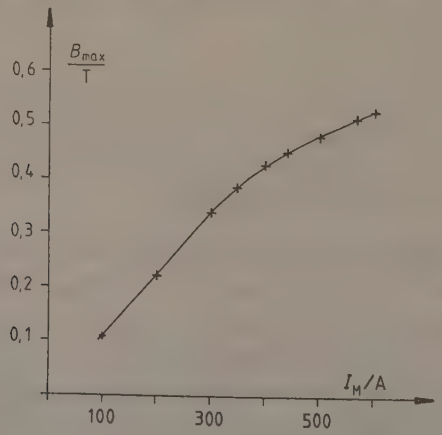


Fig. 19 Maximale Induktionsflußdichte als Funktion des Spulenstroms

vor der Bohrung der Eisenbecher in Abhängigkeit vom Spulenstrom. Auch diese Kurve läßt die Sättigung des Weicheisens erkennen. Bis etwa 300 A sind Induktionsflußdichte und Stromstärke einander proportional, dann jedoch verringert sich die Steigung der Kurve.

Vom Ort des Maximums fällt die Induktionsflußdichte innerhalb der Becherbohrung steil ab. Die Abschirmung des Becherinnenraumes ist jedoch nicht vollständig. Vor allem, wenn das Weicheisen in die Sättigung gerät, bricht ein Teil des Feldes in den abgeschirmten Raum ein. In Fig. 20 ist die Induktionsflußdichte etwa 5 mm weit im Innenraum der Becher auf der Becherachse als Funktion des Spulenstroms dargestellt. Auch hier zeigt sich die Sättigung. Bei einem Spulenstrom von ca. 600 A beträgt die Flußdichte bereits ca. 20 mT.

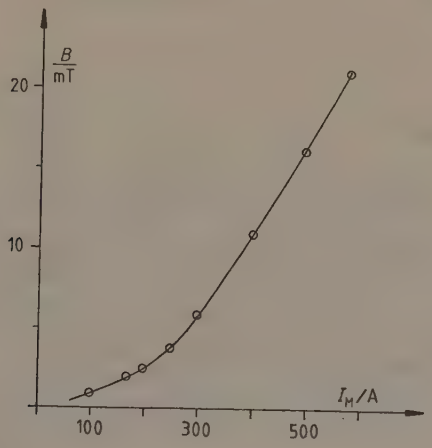
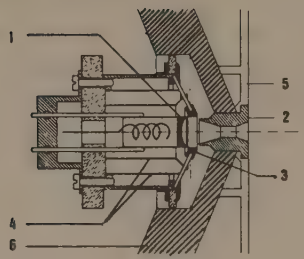


Fig. 20 Induktionsflußdichte ca. 5 mm weit im Innenraum der Weicheisenbecher als Funktion des Spulenstroms

4. Die Elektronenkanone

Der Elektronenstrahl wird in einer Elektronenkanone vom Pierce-Typ [24] gebildet, die bereits von H.C. Herbert [14] an der MPIG

betrieben wurde und deren geometrische Formgebung auf eine von Hechtel [25] angegebene Konstruktion zurückgeht. Die Kanone ist in Fig. 21 dargestellt. Als Kathode dient eine von Boldyreff [26]



Elektronenkanone.

1 Kathode
2 Anode
3 Kathodenelektrode
4 Strahlungsschirme
5 Kühlkörper mit
6 Polschuh verlötet

Fig. 21 Elektronenkanone

beschriebene Ausführung einer Molybdän-Thorium-Sinterkathode auf einem Tantalblech als Träger. Die sphärisch gewölbte Kathode wird von einem als Doppelwendel ausgebildeten Heizdraht aus Wolfram indirekt geheizt. Zur Verminderung von Wärmeverlusten ist die Kathode von zwei Blechen radial abgeschirmt. Die gesamte Kathodeneinheit ist isoliert auf einer Scheibe aus Aluminiumoxid aufgebaut. Ein Schiebemechanismus gestattet es, ohne Öffnen der Vakuumapparatur den Abstand zwischen Kathode und Anode zu ändern.

Die Anode besteht aus dem bereits erwähnten Tantaleinsatz in die Kupferendelektrode des Plasmagefäßes. Wesentlich für die Eigenschaften der Elektronenkanone ist der starke Magnetfeldanstieg an der Anode, der den Strahl vom Durchmesser der Kathode auf den der Anodenöffnung komprimiert. Nach Brewer [27] darf hierfür das Verhältnis der Magnetfelder an der Strahltaille und an der Kathode einen (explizit nicht angebbaren) Wert nicht unterschreiten.

Fig. 22 gibt eine Messung des Elektronenstromes auf die der Kanone gegenüberliegende Endelektrode wieder, bei der sich im Endladungsraum Hochvakuum befand. Die Beschleunigungsspannung des Strahls wurde dabei konstant bei 2 kV gehalten, variiert wurde der Strom in den Magnetspulen.

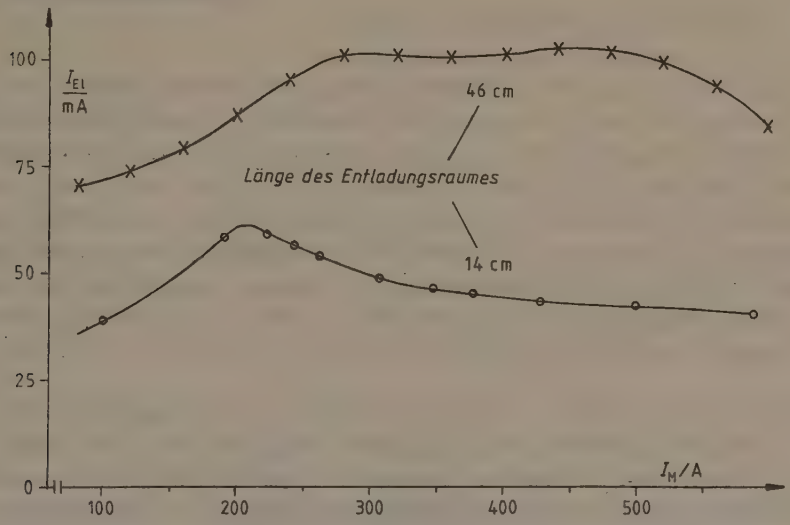


Fig. 22 Stromstärke des Elektronenstrahls als Funktion des Spulenstroms

Wie man sieht, steigt die Stromstärke zunächst mit steigendem Magnetstrom an. Dieser Anstieg geht allerdings nur bis zu einem Magnetstrom von I_M = 250 A ... 300 A. Bis etwa I_M = 530 A bleibt die Stromstärke dann annähernd konstant und fällt bei noch höheren Strömen wieder. Grund hierfür ist die Sättigung des Weicheisens, die zum Einbruch des Magnetfeldes in den Innenraum des Weicheisenbechers führt.

Mit eingezeichnet ist in Fig. 22 eine entsprechende Messung vor der Verlängerung des Entladungsraumes von 14 cm auf 46 cm. Durch die bei der Verlängerung auftretende Änderung der relativen Lage zwischen Magnetspulen und Weicheisenbechern erhöht sich offensichtlich der erzielte Elektronenstrom und die Sättigung des Eisens führt erst bei höheren Spulenströmen zu einer Abnahme.

Der Durchmesser des Elektronenstrahls, der bei leicht angehobenem

Druck im Entladungsgefäß als leuchtender Faden sichtbar wird, beträgt ungefähr 2 mm in der Gefäßmitte. Bei einer Spannung von 2 kV und einem Strom von ca. 100 mA beträgt die Elektronendichte im Strahl demnach etwa $10^{16} m^{-3}$.

5. Extraktions- und Nachweissystem

Sollen aus einem Plasma extrahierte Ionen benutzt werden, um Aufschlüsse über das Plasma zu erhalten, so ist es wichtig, daß Auswirkungen von Extraktion und Nachweissystem auf die Zusammensetzung des Ionenstrahls möglichst ausgeschaltet werden oder aber berücksichtigt werden können. Die absolute Größe der Ionenströme ist nur insoweit interessant, als sie für die beabsichtigten Messungen ausreichen muß. Diese Anforderungen unterscheiden sich von denen an eine Ionenquelle, wo in der Regel eine möglichst hohe Stromstärke im Vordergrund steht.

Erste Untersuchungen an der ursprünglich als Ionenquelle konzipierten MPIG ergaben, daß Beschleunigungsspannung und Einstellung der Einzellinse teilweise drastischen Einfluß auf die gemessenen Verhältnisse der Ströme verschiedener Ionenarten hatten. Eine eindeutige Bestimmung der Strahlzusammensetzung bzw. einer Ladungszustandsverteilung war unter solchen Bedingungen kaum möglich. Ursache für diesen Einfluß waren vermutlich die recht großen Öffnungen von Extraktionskanal (5 mm) und Beschleunigungselektroden (3 mm) sowie die als windschief herausgefundene Justierung zwischen 1. Beschleunigungselektrode und restlicher Ionenoptik. Auf diese Weise konnten bzw. mußten Ionen, die den Ausgang des Analysators erreichten, auf achsfernen Wegen die Beschleunigungs- und Linsenfelder passieren, wodurch erhebliche Abbildungsfehler auftreten können.

Um dies zu vermeiden, wurden die Öffnungen von Extraktionskanal und Beschleunigungselektroden auf 1 mm bzw. 0,7 mm verkleinert und die zunächst einzeln aufgehängte erste Beschleunigungselektrode fest mit der übrigen Ionenoptik verbunden. Der geschilderte Einfluß verschwand dadurch fast vollständig.

Im folgenden werden die einzelnen Elemente des Extraktions- und

Nachweissystems einzeln beschrieben, wobei noch auf andere allerdings geringfügiger störende Einflüsse und deren Beseitigung eingegangen wird.

5.1 Extraktionskanal

Eine wichtige Rolle bei den späteren Auswertungen der extrahierten Ionenströme spielt der Extraktionskanal, den die Ionen beim Verlassen des Plasmas passieren. Er ist in Fig. 23 zusammen mit dem Verlauf der Magnetfeldstärke in der Extraktionsgegend dargestellt.

Der Kanal befindet sich in einem in die Öffnung der gekühlten Kupferendelektrode eingepreßten Einsatz aus einem kupfergetränkten Wolframschwamm. Dieses Material vereint die Temperaturbeständigkeit von Wolfram mit der guten Wärmeleitung von Kupfer und wurde gewählt, da ein erster Einsatz aus reinem Kupfer nach einiger Zeit

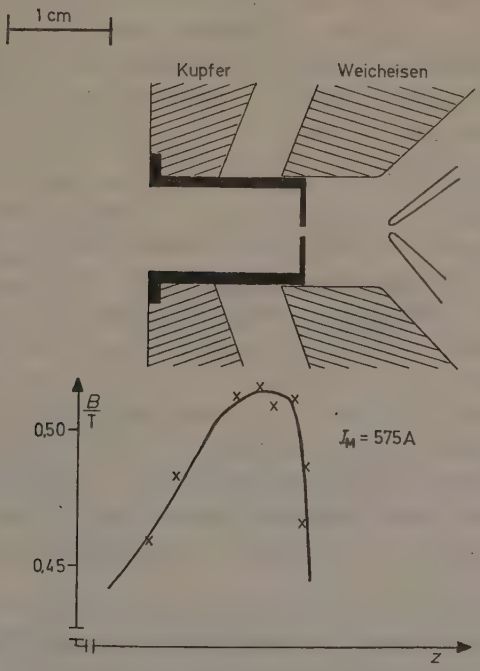


Fig. 23 Extraktionskanal und Magnetfeld am Kanal

Schmelzspuren in der Gegend der Austrittsöffnung aufwies. Die Kanalgeometrie ist die zweier aufeinanderfolgender Zylinder mit gleicher Achse. Einer Bohrung der Länge L_1 = 14 mm und dem Innendurchmesser $2R_1$ = 8 mm folgt eine kürzere und dünnere Bohrung mit der Länge L_2 = 0,5 mm und dem Durchmesser $2R_2$ = 1 mm. Diese Geometrie wurde gewählt, um zum einen aus bereits genannten Gründen die Austrittsfläche der Ionen klein zu halten und zum anderen einen langen dünnen Kanal zu vermeiden, der nicht nur Justierungsprobleme gebracht hätte, sondern auch bei optimaler Justierung eine sehr geringe Transmission gehabt hätte (siehe Anhang). Wie Fig. 23 deutlich macht, befindet sich der Extraktionskanal am Maximumsort des magnetischen Spiegelfeldes. Die Änderung der Induktionsflußdichte beträgt über die gesamte Kanallänge hinweg weniger als 10 %. Direkt hinter der Austrittsfläche fällt dann die Induktionsflußdichte in der Weicheisenbohrung steil ab.

Der Umstand, daß sich der Kanal in einem zu seiner Achse parallelen Magnetfeld befindet, bewirkt eine Abhängigkeit seiner Transmission vom Gyrationsradius r_g der auftreffenden Ionen. Diese Abhängigkeit wird im Anhang A eingehend untersucht und kann hier nur skizzenhaft dargestellt werden:

Für Ionen mit sehr kleinem Gyrationsradius ($r_g \ll R_2$) ist der Strom am Ausgang des Kanals I_{aus} identisch mit dem Strom I_{ein}, der in den dünneren Kanal eintritt, die Transmission I_{aus}/I_{ein} also 1. Teilchen mit größerem Kanalradius können den Kanal jedoch nur ohne Wandstoß passieren, wenn sie in geeigneter Gyrationsphase an geeignetem Ort in den Kanal eintreten und wenn die Durchflugzeit hinreichend klein gegen die Gyrationszeit ist. Steigt der Gyrationsradius weiter, so nimmt auch der dickere Kanal Einfluß und verringert die Transmission. Da die Teilchen ihn nicht nur passieren, sondern außerdem den wesentlich dünneren zweiten Kanal treffen müssen, beginnt dieser Einfluß etwa dann, wenn der Gyrationsradius halb so groß ist wie der Kanalradius R_1.

Geht man von der näherungsweise berechtigten Annahme eines über den Kanal konstanten Magnetfeldes und einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen am Kanaleingang aus, so er-

gibt sich die in Fig. 24 dargestellte Abhängigkeit der über die Verteilung gemittelten Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein} \rangle$ vom mittleren Gyrationsradius $\langle r_g \rangle$ (vgl. Anhang A Abschnitt 4). Die Transmission ist bereits über einen recht großen Bereich nahezu konstant, bevor sie durch den Einfluß des dickeren Kanalstückes stufenförmig abknickt und einem tieferen Grenzwert zustrebt. Der mittlere Gy-

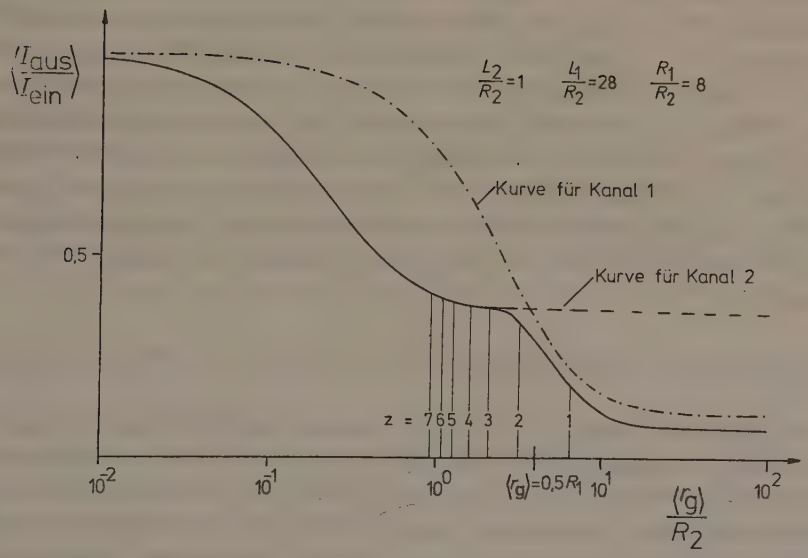


Fig. 24 Transmission des Extraktionskanals in Abhängigkeit vom mittleren Gyrationsradius im Falle einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung

rationsradius ergibt sich im Falle einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung gemäß

$$\langle r_g \rangle = \frac{\langle v_\perp \rangle m}{q \cdot B} = \frac{(\frac{\pi}{2} k T_i m)^{1/2}}{q \cdot B} , \qquad (17)$$

ist also abhängig von Induktionsflußdichte B, Temperatur T_i der Ionen sowie von ihrer Masse m und Ladung q.

Die Kanaltransmission kann also auch bei Kenntnis von Ionenart und Magnetfeldstärke nur bei zusätzlicher Kenntnis der Ionentemperatur richtig berücksichtigt werden..

Unter der Annahme einer für die MPIG, wie unten gezeigt wird, typischen Ionentemperatur von kT_i = 5 eV und einer Induktionsflußdichte von 0,5 T ergeben sich für Argonionen der Ladungszustände $1 \leq z \leq 7$ die in Fig. 24 markierten mittleren Gyrationsradien. In diesem Fall ist die Transmission für Ladungszustände $z > 2$ nahezu identisch, für den 2ten Ladungszustand fällt sie nur geringfügig ab, einfach geladene Ionen haben jedoch eine um etwa den Faktor 2,5 niedrigere Transmission. Prinzipiell könnte auch die Bohrung des Weicheisens, in die der Extraktionskanal mündet, die Transmission verringern. Bereits aus geometrischen Überlegungen jedoch ließe sich ein Einfluß ausscheiden. Hinzu kommt das starke elektrische Feld der Extraktionselektrode, das die Ionen schnell aus dieser Bohrung herausbeschleunigt. Einen ähnlichen Effekt bewirkt zudem noch die steile Abnahme des magnetischen Feldes.

5.2 Beschleunigungssystem

Die dem Kanal folgende Extraktionselektrode, eine zweite Beschleunigungselektrode und die folgende elektrostatische Einzellinse [28] bilden - wie bereits erwähnt und in Fig. 17 deutlich gemacht - ein mechanisch fest miteinander verbundenes System. Elektrische Isolierung und gegenseitige Zentrierung erfolgt mit Hilfe von Keramikkugeln (Al_2O_3), die eine Durchmessergenauigkeit von besser als 0,01 mm haben, und im Fall der mittleren Einzellinsenelektrode mit zylindrischen Keramikstücken. Die Zentrierung auf die Achse des Weicheisenbechers wird ebenfalls von Keramikkugeln gewährleistet, die einen Durchmesser von 1 cm haben und zwischen drei an den Längsseiten des Systems angebrachten Schienen und dem Weicheisen liegen. Eine dieser Schienen ist in Fig. 17 zu sehen. Die einzelnen Elektroden sind sämtlich aus Edelstahl gefertigt. Eine Überprüfung

der Zentrierung mit Hilfe eines Laserstrahls zeigte, daß Eintrittsöffnung des Elektronenstrahls, Extraktionskanal, die 0,7 mm Ø großen Öffnungen der Beschleunigungselektroden und der Eintrittsspalt des magnetischen Analysators auf einer Achse liegen.

Die Gesamtbeschleunigung der Ionen wird durch das Potential der zweiten Beschleunigungselektrode bestimmt, die zur ersten einen Abstand von ca. 5 mm hat und elektrisch leitend mit den äußeren Elektroden der Einzellinse und dem Laufrohr des magnetischen Analysators verbunden ist.

Zur Optimierung der hinter dem Analysator gemessenen Ionenströme ergab es sich als sinnvoll, wenn die Spannung zwischen dem auf Erdpotential liegenden Extraktionskanal und der ersten Beschleunigungselektrode etwa 90 % - 95 % der gesamten Beschleunigungsspannung betrug. Um die Elektrode allerdings vor einer möglichen Zerstörung durch den Elektronenstrahl zu schützen und zudem einen Potentialdurchhang durch die Raumladung noch langsamer Ionen zu vermeiden, wurde diese Spannung nicht unter 4 kV abgesenkt. Bei kleineren Gesamtspannungen, wie sie zur Messung von Geschwindigkeitsverteilungen (Kapitel VI) nötig waren, ergab sich daher zwischen erster und zweiter Elektrode ein abbremsendes Feld.

5.3 Magnetischer Analysator und Ionennachweis

Nach dem Eintrittsspalt gelangen die Ionen in das Laufrohr des magnetischen Sektorfeldanalysators. Der Ablenkwinkel beträgt 60°, der Sollbahnradius 20 cm. Die maximale Feldstärke zwischen den Polschuhen des Umlenkmagneten ist etwa 0,5 T. Im Innern des Laufrohres ist auf der Außenseite ein System aus Edelstahlblenden angebracht , die etwa 5 mm weit in das Laufrohr hineinragen. Sie unterdrücken einen Untergrundstrom von Ionen, die nach elastischer Streuung an der Laufrohrwand direkt zum Analysatorausgang gelangen könnten. Vor allem beim Nachweis der nur zu kleinen Anteilen im Ionenstrahl vorhandenen hoch geladenen Ionen, bei dem die um einige Zehnerpotenzen höheren Ströme niedriggeladener Ionen auf das Laufrohr treffen, hatte sich vor dem Einbau der Blenden eine Art Untergrundberg störend bemerkbar gemacht.

Der Ausgangsspalt des Analysators ist identisch mit dem Eintrittsspalt des Faradaybechers, in dem die Ionenströme aufgefangen werden. Die Spaltbreite beträgt wie die des Eingangsspalts ca. 1 mm. Anfänglich wurde jede Ionenlinie von starken negativen Seitenlinien begleitet, die z.T. andere Ionenlinien überlagerten und eine Bestimmung der Linienhöhen erschwerten. Ursache waren Sekundärelektronen, die von den Ionen an den Gefäßwänden ausgelöst werden und von außen auf den Faradaybecher gelangen konnten. Eine seitliche Abschirmung des Bechers mit Edelstahlblechen beseitigte diese negativen Linien weitgehend.

Da die Entladung auf Erdpotential liegt, muß das gesamte Nachweissystem samt Laufrohr auf das Potential der Beschleunigunsspannung gelegt werden. Zur Vermeidung von Überschlägen zum auf Erdpotential betriebenen Umlenkmagneten ist das Laufrohr mit einer hochdurchschlagfesten Folie umwickelt. Der im Faradaybecher aufgefangene Ionenstrom wird mittels eines Gleichstromverstärkers (Keithley 410A picoammeter) gemessen, der ebenfalls auf Beschleunigungspotential liegt. Das Ausgangssignal des Verstärkers wird über einen Optokoppler auf Erdpotential transformiert und kann mit einem X-Y Schreiber registriert werden. Die Induktionsflußdichte im Umlenkfeld wird mit einer Hallsonde und zugehörigem Gaussmeter (Fabr. Bell 640) gemessen. Gemäß Herstellerangaben ist die Meßgenauigkeit besser als 1 %. Wichtig für die am Ende der Arbeit dargestellten Messungen der Geschwindigkeitsverteilung des Ionenstroms, bei denen die Halbwertsbreite in der Regel nur einige Prozent des Wertes am Maximum betrug, war es, daß das verwendete Gaussmeter über eine zweite Nullpunktsregelung verfügt, die bei Messungen von Absolutwerten der Induktionsflußdichte in der Stellung "calibrated" belassen wird. Zur Messung kleiner Differenzen kann mit dieser Regelung, ohne die eigentliche Nullpunktseinstellung des Gerätes zu ändern, der augenblickliche Meßwert auf Null geregelt werden und anschließend durch Meßbereichsänderung die Empfindlichkeit vergrößert werden. Auf diese Weise lassen sich auch kleine Flußdichteänderungen mit derselben relativen Genauigkeit vermessen wie die gesamte Induktionsflußdichte.

Die Nullpunktseinstellung des Systems Sonde - Gaussmeter wurde vor

dem endgültigen Einbau der Sonde vorgenommen. Dabei wurde die Sonde zur Abschirmung äußerer Felder in einen vom Hersteller dafür vorgesehenen Weicheisenzylinder gesteckt. Aufgrund von Platzproblemen konnte die Hallsonde nicht wie wünschenswert im Zentrum des Analysatorfeldes angebracht werden, sondern nur neben dem Laufrohr am Rande des Magneten. Die Unterschiede zwischen dem Feld am Sondenort und dem in der Mitte des Laufrohrs dürften jedoch sehr gering sein. Die Lage der Sonde blieb während der Kalibrierung und allen folgenden Messungen stets unverändert.

Die Registrierung des Ausgangssingnals des Gaussmeters erfolgt ebenfalls mit dem X-Y Schreiber.

In Fig. 25 ist ein typisches Massenspektrum zu sehen, das bei einer Elektronenstrahlspannung von 2 kV, einem Magnetstrom von 520 A und einem Neutralgasdruck von $1{,}3 \cdot 10^{-4}$ Torr aufgenommen wurde. Die Beschleunigungsspannung betrug 8 kV. Nur noch in der

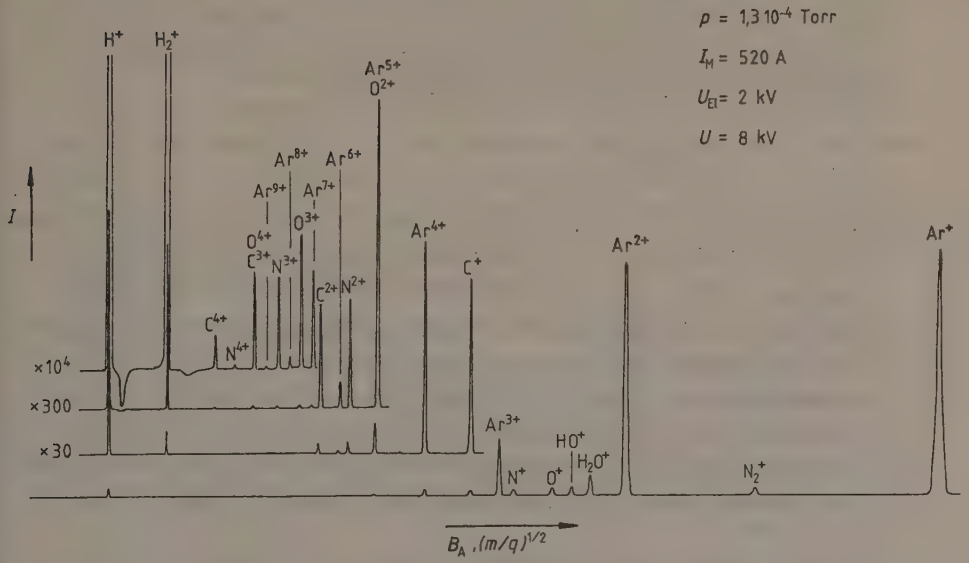


Fig. 25 Typisches Massenspektrum extrahierter Ionen

Nähe der Wasserstofflinien sind deutliche negative Ströme zu erkennen. Ein störender Untergrundberg ist nicht mehr vorhanden, so daß auch die Linien von Ar^{8+} und Ar^{9+} klar auszumachen sind, die bei früheren Messungen im Untergrund verschwanden.

6. Möglichkeit der Benutzung eines magnetischen Analysators als Geschwindigkeitsanalysator

Wirkungsweise und Eigenschaften eines magnetischen Analysators können an vielen Stellen nachgelesen werden (z.B. [29], [30]). Da es unseres Wissens jedoch zumindest unüblich ist, einen magnetischen Analysator nicht nur zur Massentrennung, sondern auch zur Geschwindigkeitsanalyse zu benutzen, scheinen uns einige Bemerkungen angebracht. Wegen der fokussierenden Eigenschaften des Analysators spielt dabei (zumindest in 1. Näherung) nur der Betrag v der Geschwindigkeit eine Rolle.

Der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit v, Masse m und Ladung q eines Ions mit der Induktionsflußdichte B_A, bei der das Ion den Analysator passieren kann, wird durch den Sollbahnradius R im magnetischen Sektorfeld bestimmt. Aus dem Gleichgewicht von Lorentzkraft und Zentrifugalkraft folgt

$$\frac{mv}{q} = RB_A \tag{18}$$

Die von einem magnetischen Analysator primär analysierte Größe ist also das Verhältnis aus Impuls und Ladung. Bei bekannter Geschwindigkeit v der einzelnen Ionenarten kann der Analysator demnach zur Bestimmung der Ionenart benutzt werden, bei bekannter Ionensorte als Geschwindigkeitsanalysator. Bei der üblichen Verwendung als Massenfilter wird die Geschwindigkeit der Teilchen gemäß $v = (2qU/m)^{1/2}$ durch eine Beschleunigungsspannung U bestimmt. Sie wird dabei so hoch gewählt, daß eine Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Ionenarten ohne Belang ist. Es gilt dann

$$\frac{mv}{q} = \sqrt{2\,\frac{m}{q}U} = RB_A \tag{19}$$

Die analysierte Größe m/q ist in diesem Fall also proportional zum Quadrat der Induktionsflußdichte B_A, während die Geschwindigkeit v direkt proportional zu B_A ist. Hieraus ergeben sich Unterschiede zwischen den jeweiligen Auflösungsvermögen.

Ein magnetischer Analysator besitzt eine nur durch seine Geometrie gegebene relative Durchlaßbreite $\Delta B_A/B_A$. Wegen der quadratischen bzw. linearen Beziehung zwischen zu analysierender Größe und B_A-Feld folgt für die Auflösungsvermögen

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2}\,\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = \frac{\Delta B_A}{B_A} = \text{const} \qquad (20)$$

Das Auflösungsvermögen bei einer Benutzung als Geschwindigkeitsanalysator ist also gerade doppelt so gut wie bei der Verwendung als Massenfilter.

Der wesentliche Unterschied der beiden Verwendungsmöglichkeiten eines magnetischen Analysators liegt in der Rolle der Beschleunigungsspannung. Für die Verwendung als Massenfilter muß die Spannung so hoch gewählt werden, daß die Geschwindigkeitsbreite der Ionen keine Rolle mehr spielt. Eine weitere Erhöhung hat keine Auswirkung auf die Massenauflösung. Für eine Geschwindigkeitsanalyse bedeutet hohe Spannung jedoch auch eine hohe Geschwindigkeit und damit eine große absolute Durchlaßbreite Δv. Für eine sinnvolle Geschwindigkeitsanalyse muß die Beschleunigungsspannung daher klein sein.

Ist der untersuchte Ionenstrahl aus mehreren Ionenarten zusammengesetzt, so gestattet es ein magnetischer Analysator prinzipiell die Geschwindigkeitsverteilungen der einzelnen Ionenarten getrennt zu messen. Dabei darf die Beschleunigungsspannung allerdings nicht so weit abgesenkt werden, daß sich die Verteilungen (gemäß ihrer m/q-Werte) benachbarter Ionenarten überschneiden.

Es ist erstaunlich, daß die Verwendung eines magnetischen Analysators zur Messung von Geschwindigkeits- oder Energieverteilungen

bislang unüblich ist, zumal die von Gl. (18) beschriebene Trennung der Ionen nach ihrem Verhältnis aus Impuls und Ladung eine solche Verwendung unmittelbar nahelegt. Ein möglicher Grund könnte es sein, daß sich elektrostatische Energieanalysatoren, wie z.B. Zylinder- oder Kugelkondensatoren, bei entsprechender Energieauflösung wesentlich einfacher bauen und betreiben lassen und zudem entschieden weniger Platz benötigen. Bei solchen Experimenten jedoch, die über einen magnetischen Analysator hinreichender Auflösung verfügen, spricht unserer Meinung nach nichts gegen eine Benutzung als Geschwindigkeitsanalysator. Die zumindest in beschränktem Maße gegebene Möglichkeit, auch in einem zusammengesetzten Strahl die Geschwindigkeiten der Ionen getrennt nach einzelnen Ionenarten zu untersuchen, ist zudem ein Vorteil gegenüber elektrostatischen Energieanalysatoren, bei denen zur Massentrennung stets noch ein zusätzliches Massenfilter erforderlich ist.

7. Kalibrierung des magnetischen Analysators

Für die Identifizierung der einzelnen Ionenpiks in den von uns gemessenen Massenspektren (vgl. Fig. 25) ist eine Kalibrierung des Analysators ohne große Bedeutung. Wegen ihrer Höhe lassen sich die Piks niedriggeladener Argonionen stets leicht auffinden, ebenso charakteristische Gruppen von Ionen wie O^+, OH^+, H_2O^+. Die übrigen Massenpiks sind dann aufgrund ihrer Reihenfolge und relativen Lage identifizierbar. Vermutlich würden selbst größere Abweichungen auch der relativen Skala von ihrem theoretischen Verlauf ($\frac{m}{q} U \sim B_A^2$) diese Identifizierung nicht gefährden.

Für die Benutzung des Analysators als Geschwindigkeitsfilter zur Messung der Stromverteilungen dI/dv spielt eine genaue Kalibrierung eine wesentlich größere Rolle. Es muß z.B. sichergestellt werden, daß in den Verteilungen auftretende "Dellen" nicht durch eine Skalenverzerrung hervorgerufen werden. Die Kalibrierung erfolgte mit Hilfe des aus dem MPIG-Plasma extrahierten Ionenstrahls. Um Verfälschungen durch die erst anschließend zu vermessende Geschwindigkeitsverteilung der Ionen

zu vermeiden, wurde die Beschleunigungsspannung vor dem Spektrometer auf den Bereich oberhalb von 500 V beschränkt. Neben den Ionenpiks des Entladungsgases Argon wurden auch die der beobachteten Verunreinigungen, wie Sauerstoff, Kohlenstoff, Stickstoff, Wasserstoff u.a., zur Kalibrierung herangezogen. Die Berücksichtigung der leichteren Verunreinigungsionen, vor allem der Wasserstoffionen H^+, H_2^+ gestattet es, den kalibrierten Magnetfeldbereich trotz der Spannungseinschränkung hinreichend weit nach unten hin auszudehnen. Aufgrund seiner 40mal kleineren Masse hat ein H^+ Ion bei gegebenem Magnetfeld denselben Gyrationsradius wie ein Ar^+ Ion bei 40mal kleinerer Geschwindigkeit oder Energie. Das Magnetfeld des Spektrometers beim Nachweis von H^+-Ionen der Energie 500 eV ist demnach identisch mit dem beim Nachweis von Ar^+ Ionen der Energie 12,5 eV (vgl. Gl. (19)).

Der theoretische Zusammenhang zwischen den zu analysierenden Größen und der Induktionsflußdichte im Sektorfeld des Analysators ist bereits in Gl. (19) wiedergegeben. Formt man diese Gleichung in eine Betragsgleichung um, so erhält man

$$\frac{A}{Z}\,\frac{v}{v_{peV}} = \sqrt{\frac{A}{Z}\,\frac{U}{V}} = 6{,}92\,\frac{R}{m}\,\frac{B_A}{mT} \qquad (21)$$

Hierin sind A die atomare Massenzahl, Z die Ladungszahl eines Ions und v_{peV} die Geschwindigkeit eines Teilchens mit der kinetischen Energie von 1 eV, dessen Masse eine atomare Masseneinheit beträgt.

Trägt man die Wurzel aus dem Produkt von Beschleunigungsspannung U und dem Verhältnis A/Z aus Massen- und Ladungszahl der Ionen gegen die Induktionsflußdichte B_A am Maximum der jeweiligen Ionenpiks auf, so erhält man die in Fig. 26 dargestellte Kalibrierungskurve. Alle gemessenen Punkte liegen mit guter Genauigkeit auf der Ausgleichsgeraden

$$\sqrt{\frac{A}{Z}\,\frac{U}{V}} = \frac{A}{Z}\,\frac{v}{v_{peV}} = 1{,}38\,\frac{B_A}{mT} - 2{,}32. \qquad (22)$$

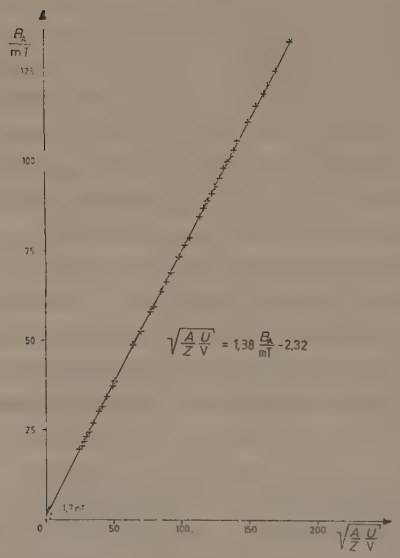


Fig. 26 Kalibrierungskurve des magnetischen Analysators

Diese Gerade hat unter Berücksichtigung des Sollbahnradius von R = 0,2 m bis auf einige Promille die theoretisch erwartete Steigung, geht allerdings nicht durch den Nullpunkt.

Die Abweichungen der einzelnen Meßpunkte von dieser Ausgleichsgeraden betragen maximal ca. 1,5 %, wobei die größten relativen Abweichungen im Bereich kleiner B_A-Felder auftreten. Vor allem in diesem Bereich konnte ein allerdings geringer Eingriff des magnetischen Spiegelfeldes der MPIG in das Analysatorfeld festgestellt werden. Eine Änderung des Spiegelfeldes bewirkt sowohl eine Verlagerung der Ionenpiks, wie auch eine Änderung des mit der Hallsonde ermittelten Meßwertes für die Feldstärke. Die Verlagerung des Piks ist dabei geringer als die entsprechenden Meßwertänderungen. Die durch diesen Effekt hervorgerufenen maximalen Abweichungen von der Kalibrierungsgeraden liegen in der Größenordnung von etwa 1 mT. Der Versuch, den Einfluß des Spiegelfeldes eventuell durch Korrekturgrößen zu berücksichtigen, mußte leider aufgegeben werden. Die Schwankungen der in ver-

schiedenen Meßreihen erhaltenen Werte lagen in der Größe des gesamten Effekts. Möglicherweise spielen hierbei die Weicheisenabschirmungen von Elektronenkanone und Extraktionseinheit eine Rolle, deren Magnetisierbarkeit, Remanenz und Sättigungsfeldstärke eventuell nicht völlig isotrop und von der jeweiligen Vorgeschichte abhängig sind.

Systematische Abweichungen in Abhängigkeit von der Ionensorte oder den Plasmaparametern des MPIG-Plasmas wurden nicht gefunden. Das gleiche gilt für die Beschleunigungsspannung, zumindest solange sie sich im bei der Kalibrierung benutzten Bereich oberhalb 500 V befand. Der nicht verschwindende Achsenabschnitt der Kalibrierungsgeraden erklärt sich vermutlich aus einer Fehleinstellung des Nullpunktes beim Gaussmeter. Der Achsenabschnitt beträgt etwa 1,7 mT auf der B_A-Feld-Achse.Da die geringe Nullpunktsabweichung bei allen Auswertungen problemlos berücksichtigt werden kann,und zudem bei den meisten Auswertungen nur eine kleine Korrektur bedeutete, wurde auf eine erneute genauere Einstellung verzichtet.

Für alle Messungen, bei denen die Kalibrierung des Analysators von Belang war, also vor allem bei den Messungen der Stromverteilungen, wurden stets dieselben Spannungsmeßgeräte benutzt. Zudem wurde die Richtigkeit der Kalibrierungsgerade an einigen Punkten überprüft.

8. Bestimmung des Auflösungsvermögens

Die Bestimmung des Auflösungsvermögens des Spektrometers wurde gleichzeitig mit seiner Kalibrierung vorgenommen. Neben der Stärke des B_A-Feldes am Maximum der einzelnen Ionenpiks wurde dazu die jeweilige Halbwertsbreite ΔB_A gemessen.Trägt man diese Halbwertsbreiten als Funktion der gemessenen B_A-Feldstärken der Pikmaxima auf, so erhält man die in Fig. 27 dargestellte Gerade. Wie schon die Kalibrierungsgerade aus Fig. 26 geht auch diese Gerade nicht durch den Nullpunkt. Der Achsenabschnitt auf der B_A-Achse beträgt 1,6 mT und ist damit nahezu identisch mit dem entsprechenden Achsenabschnitt von 1,7 mT der Kalibrie-

rungsgerade. Dieses Ergebnis bestärkt die oben geäußerte Vermu-

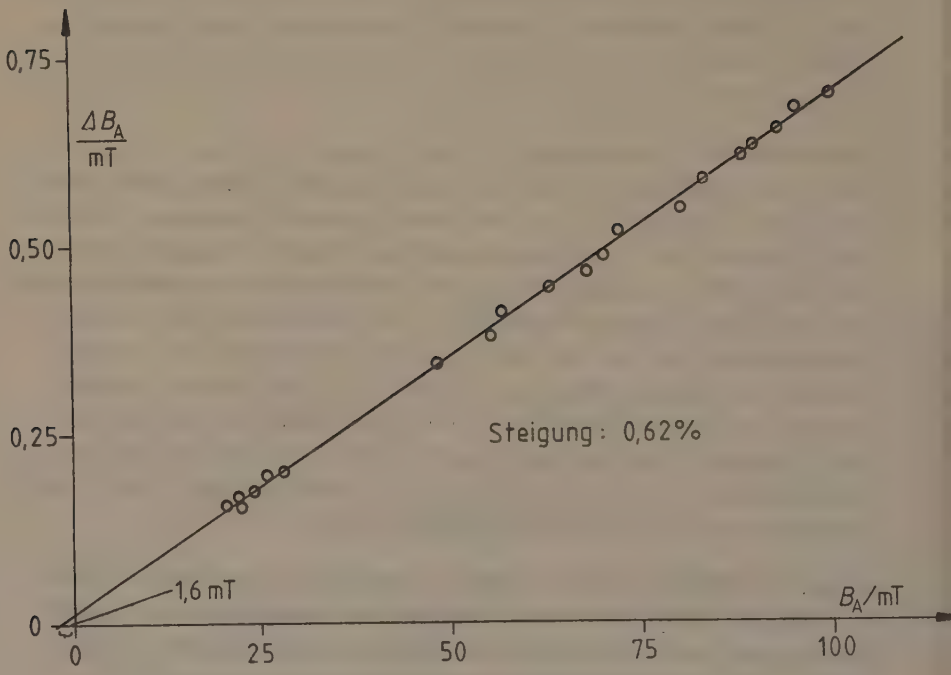


Fig. 27 Messung zum Auflösungsvermögen des magnetischen Analysators

tung, daß die Nullpunktsabweichungen durch die Fehlmessung des Magnetfeldes um eine additive Größe bewirkt werden. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers bestimmt sich aus der Steigung der Geraden zu

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{2}\,\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = \frac{\Delta B_A}{B_A} = 0{,}62\ \% \qquad (23)$$

9. Untersuchung zur Eindeutigkeit gemessener Ionenstromverhältnisse

Die Verhältnisse der extrahierten Ströme verschieden hoch geladener Ionen müssen eindeutig meßbar sein, damit ein sinnvoller Vergleich der daraus ermittelten Ladungszustandsverteilung mit errechneten sinnvoll ist. Die Verhältnisse dürfen also nicht von der jeweils angelegten Beschleunigungsspannung oder der Einstellung der Linsenspannung abhängen. Um zu überprüfen, ob diese Eindeutigkeit besteht oder wie sie zu erreichen ist, wurde folgendermaßen vorgegangen:

Bei konstant gehaltener Beschleunigungsspannung wurde durch Änderung des Analysatorfeldes ein Massenspektrum aufgezeichnet, nachdem für eine ausgesuchte Ionenart die Einzellinseneinstellung optimiert worden war. Die prinzipiell willkürliche Wahl fiel dabei meistens auf den Pik zweifach geladener Argonionen. Anschließend wurde die Linseneinstellung für jeden Pik einzeln optimiert und die jeweilige Pikhöhe bestimmt. Diese Untersuchung wurde für Beschleunigungsspannungen im Bereich von 4 kV bis 15 kV durchgeführt, zudem bei verschiedenen Plasmaparametern.

Das wesentliche Ergebnis der vielen Einzelmessungen läßt sich exemplarisch der Fig. 28 entnehmen. Dort ist das Verhältnis aus den Pikhöhen von Ar^{6+} und Ar^{2+}Ionen bei festen Plasmaparametern als Funktion der Beschleunigungsspannung dargestellt. Kreuze kennzeichnen Werte bei getrennt vorgenommener Linsenoptimierung. Kreise stehen für die Fälle, bei denen nur der Ar^{2+}-Pik optimiert wurde. Alle eingezeichneten Verhältniswerte sind normiert auf das Verhältnis bei getrennter Optimierung für eine Beschleunigungsspannung von 15 kV.

Wie die Figur zeigt, ist das Verhältnis bei getrennter Optimierung der einzelnen Ionenströme in guter Genauigkeit über den gesamten Bereich der Beschleunigungsspannung hinweg konstant. Wird nur der Strom von Ar^{2+}-Ionen optimiert, so ändert sich das Verhältnis kaum, solange die Spannung oberhalb von etwa 10 kV liegt. Zu tieferen Spannungen hin fällt es jedoch - soweit erkennbar - monoton ab. Bei einer Spannung von 4 kV beträgt

der Unterschied der Verhältnisse etwa 20 %.

Entsprechende Ergebnisse wurden auch für die anderen Ladungszustände gefunden. Die Abweichungen zwischen den Verhältnissen bei getrennter und nur an einer Ionensorte vorgenommenen Optimierung stieg dabei auch mit dem Abstand der Ladungszahlen der Ionen. Bei einer für jede Ionenlinie einzeln durchgeführten Optimierung ergaben sich jedoch stets spannungsunabhängige Verhältniswerte.

Ursache für die Abweichungen sind vermutlich Abbildungsfehler, die durch die geschilderten Änderungen des Aufbaus nicht ganz beseitigt wurden. Die Abnahme dieser Abweichungen mit wachsender Beschleunigungsspannung könnte an der wachsenden axialen Geschwindigkeit liegen. Dadurch wird die Winkeldivergenz des Ionenstrahls kleiner und die Wege der Ionen verlaufen achsennäher.

Gemäß dieser Untersuchungen ist eine eindeutige Bestimmung der Strahlzusammensetzung möglich, indem man entweder eine Beschleunigungspannung oberhalb etwa 10 kV wählt oder aber die Ionenlinien einzeln optimiert.

Bei den Messungen von Massenspektren wurden in der Regel Beschleunigungsspannungen zwischen 8 kV und 10 kV angelegt. Bei höheren Spannungen reichte die maximal erreichte Feldstärke im Umlenkmagneten nicht aus, um Ar^+-Ionen nachzuweisen. Bei den mit errechneten Ladungszustandsverteilungen verglichenen Messungen wurden daher die einzelnen Ionenlinien getrennt optimiert.

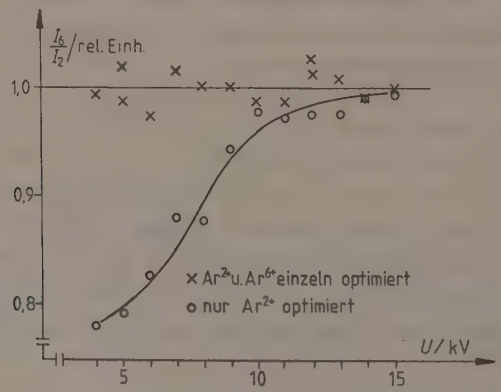


Fig. 28 Verhältnis der extrahierten Ionenströme in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung bei getrennter bzw. einmaliger Optimierung der Einzellinseneinstellung

IV. Beobachtungen und Messungen am MPIG-Plasma

In diesem Kapitel wird zunächst eine Beschreibung des MPIG-Plasmas gegeben. Danach wird auf den Hintergrund der bereits mehrfach erwähnten Vergrößerung der Entladungslänge und deren Auswirkungen auf die Brennbedingungen des Plasmas eingegangen. Anschließend wird dargelegt, welche Probleme den Bereich einer sinnvollen Parametervariation einschränken. Es folgen Messungen zum Abklingverhalten des Plasmas im Nachleuchten und die Messungen extrahierter Ionenströme.

1. Beschreibung des MPIG Plasmas

Erhöht man bei laufender Elektronenkanone und eingeschaltetem Magnetfeld langsam den Druck im Entladungsgefäß, so wird zunächst ein dünn leuchtender Faden mit einem Durchmesser von ca. 2 mm sichtbar, der bei sorgfältiger Justierung der Magnetspulen über die Achse des Entladungsgefäßes verläuft und auf die Extraktionsöffnung trifft.

Erhöht man den Druck weiter, so wird das Leuchten des Fadens intensiver und um ihn herum bildet sich ein allerdings schwächeres und nach außen schnell abnehmendes Leuchten aus.

Erreicht der Druck ca. $1 \cdot 10^{-4}$Torr, so schlägt dieses Erscheinungsbild um. Um einen noch deutlich ausmachbaren Kern, der etwas dicker ist als der ursprüngliche Faden, bildet sich ein leuchtendes Plasma mit einem Durchmesser von einigen Zentimetern. Gleichzeitig ändert sich das Frequenzspektrum elektromagnetischer Wellen, die mit einer Antenne am Rand des Plasmagefäßes empfangen werden. An die Stelle äquidistanter einzelner Frequenzen im MHz-Bereich, deren Abstand proportional zur Wurzel aus der Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls ist und die auf stehende Wellen im Strahl schließen lassen, tritt ein breites Frequenzgebirge, das bis in den GHz-Bereich reicht.

Dieses Umschlagen markiert das Einsetzen einer Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und von ihm erzeugten Plasma. Hierbei entstehen Felder, die in der Lage sind, das dünne Anfangsplasma

aufzuheizen und damit zu vermehrter Ionisation und einem Anstieg der Plasmadichte führen. Der exakte Heizvorgang in der MPIG ist bislang noch nicht geklärt, beruht jedoch vermutlich auf dem Cerenkov-Effekt [31], wie V.G. Averin u.a. [32] für einen ähnlichen Experimentaufbau, in dem die Plasmadichte allerdings nicht durch den Elektronenstrahl selbst bestimmt wird, zeigen konnten.

Die Aufheizung zeigt sich an dem Auftreten von Röntgenstrahlung, die zwar das Edelstahlgefäß nicht durchdringt, aber bereits vor den Glasfenstern nachgewiesen werden kann.

Hat das Wechselwirkungsplasma gezündet, so kann der Druck wieder bis auf etwa $3 \cdot 10^{-5}$Torr abgesenkt werden, ohne daß das Plasma erlischt. Mit dem Absenken des Drucks vergrößert sich der Durchmesser des sichtbaren Plasmas. In der Nähe des unteren Brenndrucks füllt es nahezu den gesamten Entladungsraum mit einem diffusen Leuchten aus.

Steigert man den Druck bis auf etwa $6...8 \cdot 10^{-4}$Torr, so steigt der Kathodenstrom der Elektronenkanone ziemlich abrupt auf Werte bis zu 800 mA an und ein sehr intensiv leuchtender Streifen mit einem Durchmesser von ca. 3 - 4 mm durchzieht das Plasma. Vermutlich bricht bei diesem Druck das Plasma in den Raum der Elektronenkanone ein und führt dort zu einer Art Bogenentladung. In diesem Betriebszustand wird die Kathode der Elektronenkanone bereits nach kurzer Zeit zerstört.

Genauere Untersuchungen wurden daher nur bei Drücken $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$To bis hinunter zum minimalen Brenndruck von $p \approx 3 \cdot 10^{-5}$Torr durchgeführt.

2. Motivation und Auswirkungen der Verlängerung der Entladung

Die in dieser Arbeit dargestellten Messungen an der MPIG wurden bei einer Entladungslänge von 46 cm durchgeführt. Diese Länge ist etwas mehr als dreimal so groß wie die ursprüngliche Länge von 14 cm, die von H.C. Herbert [14] verwendet wurde. Diese Verlängerung wurde bereits mehrfach erwähnt (III2, III3, III4) und einige Auswirkungen, wie die Erhöhung des Spiegelverhältnisses (vgl. III3) und die Erhöhung des Elektronenstrahlstromes (Fig.22)

dargelegt.

Die grundlegende Motivation zur Längenänderung entstammt einer Arbeit von Jungwirth et al. [33], die theoretisch und experimentell zeigen konnten, daß Einsetzen und Anwachsen einer Strahl-Plasma-Instabilität in endlichen Systemen wesentlich von der Länge L des Wechselwirkungsraumes abhängt. Mit steigender Länge verbessern sich danach deutlich die Bedingungen für das Anfachen einer solchen Instabilität. Geht man davon aus, daß die Dichte des Anfangsplasmas, die vor dem Zünden des eigentlichen Wechselwirkungsplasmas durch ionisierende Stöße zwischen Strahlelektronen und Neutralgasatomen bestimmt wird, proportional zum Elektronenstrahlstrom I ist, so ergibt sich aus den Rechnungen von Jungwirth die Bedingung

$$\frac{I}{U^{3/2}}\, I^{1/2}\, L^3 \geq \text{const} \qquad (24)$$

für das Einsetzen der Strahl-Plasma-Wechselwirkung und damit für das Zünden der Entladung. Gemäß dieser Beziehung kann eine Verbesserung der Zünd- und Brennbedingungen eines Wechselwirkungsplasmas vor allem durch eine Verlängerung des Wechselwirkungsraumes erreicht werden. Strahlstrom I und Strahlspannung haben bei fester Perveanz (Perveanz = $I/U^{3/2}$) der Elektronenkanone kaum Einfluß.

Für das MPIG-Plasma ergab die Verlängerung von 14 cm auf 46 cm eine deutliche Senkung des minimalen Zünddrucks von ursprünglich ca. $6 \cdot 10^{-4}$ Torr auf den in IV.1 angegebenen Wert von ca. 10^{-4} Torr. Dieser minimale Zünddruck ist nahezu unabhängig von den äußeren Plasmaparametern, wie Strahlspannung, Strahlstrom und Induktionsflußdichte. Änderungen ergeben sich erst, wenn der Strom durch die Magnetspulen unter ca. 200 A abgesenkt oder über ca. 550 A erhöht wird. In diesem Fall verringert sich - wie Fig. 22 zeigte - die Perveanz der Elektronenkanone. Die Auswirkung ist jeweils eine Erhöhung des minimalen Zünddruckes.

Ebenso wie der minimale Zünddruck wurde auch der minimale Brenndruck, der nach dem Zünden der Entladung erreicht werden kann,

durch die Verlängerung deutlich gesenkt, und zwar von ca. 2...3 · 10^{-4} Torr auf ca. 3 · 10^{-5} Torr. Auch dieser Druckwert ist nahezu unabhängig von den übrigen äußeren Parametern.

Eine weitere wesentliche Verbesserung, die durch die Verlängerung erreicht wurde, betrifft die für diese Arbeit wichtige Einschlußzeit des Plasmas. Bei der ursprünglichen Länge von 14 cm waren von Herbert [14] Abklingzeiten des optischen Lichtes von wenigen µs im Afterglow der Entladung gemessen worden. Die entsprechenden Abklingzeiten der verlängerten Anordnung betragen etliche 10 µs. Die genauen Ergebnisse sind weiter unten in Abschnitt IV.4 dargelegt.

Sporadisch durchgeführte Messungen der vom Wechselwirkungsplasma emittierten Röntgenstrahlung zeigen darüber hinaus, daß insbesondere bei tiefen Drucken, die mit der kurzen Anordnung nicht erreichbar waren, ein Teil der Elektronen auf höhere Energien aufgeheizt wird, als dies vor der Verlängerung der Fall war. Fig. 29 zeigt in halblogarithmischer Darstellung eine Energieverteilung von Röntgenquanten, die mit Hilfe eines lithiumgedrifteten Germaniumdetektors (GeLi) gemessen wurde. Die Röntgenstrahlung mußte dabei ein Glasfenster in einem der radialen Stutzen des Entladungsgefäßes durchdringen, was die Abnahme der Zählrate auf der niederenergetischen Seite erklärt.

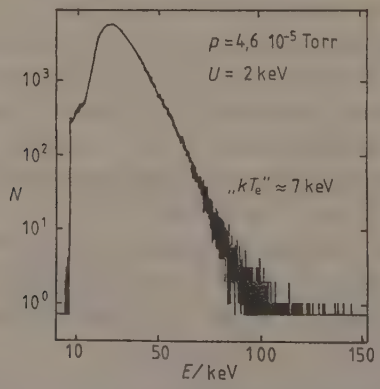


Fig. 29 Energieverteilung vom Plasma emittierter Röntgenstrahlung

Das Auftreten von Röntgenquanten mit Energien von einigen 10 keV läßt sich nicht durch Abbremsung der Strahlelektronen (U = 2 kV) erklären und beweist, daß im MPIG-Plasma tatsächlich eine Aufheizung stattfindet. Aus dem einigermaßen exponentiellen Abfall der Zählrate zu hohen Energien hin läßt sich ein Temperaturwert von "kT_e" ~ 7 keV ermitteln,der deutlich höher ist, als die aus früher gemessenen Röntgenspektren erhaltenen Werte von maximal etwa 3 keV.Eine solche Temperaturbestimmung muß allerdings mit großer Vorsicht betrachtet werden. Zum einen wurde bei der Messung keine hinreichende Vorsorge getroffen, daß ausschließlich Volumenbremsstrahlung nachgewiesen wurde. Möglicherweise führen durch Abbremsung an den Gefäßwänden erzeugte Quanten und comptongestreute Quanten zu einer wesentlichen Veränderung des Röntgenspektrums. Da zum anderen auch bei einer einwandfreien Messung der reinen Volumenbremsstrahlung die Ermittlung der Elektronenenergieverteilung auf große Schwierigkeiten stößt, wurde auf umfangreichere und genauere Messungen verzichtet.

Es kann leider nicht letztlich entschieden werden, ob die dargelegten Änderungen alleine durch die Vergrößerung der Entladungslänge hervorgerufen werden, da mit dieser Verlängerung die bereits geschilderte Erhöhung des Spiegelverhältnisses und des Strahlstromes (bzw. der Perveanz) einhergingen. Der Versuch, durch eine weitere Verlängerung die Brennbedingungen noch weiter zu verbessern, schlug fehl. Bei einer untersuchten Länge von ca. 60 cm waren die Grenzdrucke höher als bei der 14 cm langen Anordnung. Ursache hierfür könnte allerdings der Umstand sein, daß das weitere Auseinanderziehen der Weicheisenbecher aufgrund der damit verbundenen Abnahme der Magnetflußdichte im Zentrum des Entladungsgefäßes zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls und damit bei gleichbleibendem Strahlstrom zu einer Verringerung der Strahldichte führte.

3. Möglichkeiten einer sinnvollen Parametervariation

Um den angestrebten Vergleich zwischen gemessenen und errechneten Ladungszustandsverteilungen möglichst aussagekräftig zu machen, wäre es grundsätzlich sinnvoll, alle änderbaren äußeren Parameter möglichst einzeln und in möglichst weiten Bereichen

zu variieren und die dabei auftretenden Änderungen zu untersuchen. Dieses Vorhaben stieß jedoch auf erhebliche Schwierigkeiten. Trotz umfangreicher Justier- und Zentrierversuche am experimentellen Aufbau, insbesondere an Weicheisenbechern und Magnetspulen, gelang es nicht, die einzelnen Teile so auszurichten, daß der Elektronenstrahl unabhängig von seiner Beschleunigungsspannung und unabhängig von der Magnetfeldstärke stets über die Achse des Entladungsgefäßes verlief und die Gegend des Extraktionskanals traf. Ein axialer Verlauf war teilweise nur durch starkes Kippen der Spulen oder durch Einbringen von Eisenstükken in das äußere Magnetfeld zu erreichen. Ursache ist vermutlic eine nicht homogene Magnetisierbarkeit der Weicheisenbecher. Bei Messungen extrahierter Ionenströme traten bei Variationen des Stromes in den Magnetspulen unvorhersehbare und nicht reproduzierbare Sprünge in den Stromstärken der extrahierten Ionen auf, ohne daß weitere Anzeichen für geänderte Plasmaparameter zu beobachten waren. Wir nehmen an, daß sich der Auftreffpunkt des Elektronenstrahls bei solchen Sprüngen ebenfalls sprunghaft änderte, was nicht endgültig geklärt werden konnte, da sich die Endelektroden der Entladung einer optischen Beobachtung entziehen. Da es auch von der Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls abhängig ist, inwieweit die Strahlelektronen den Magnetfeldlinien folgen, traten ähnliche Effekte in abgemilderter Form auch bei Variation der Strahlspannung auf.

Unter diesen mißlichen Bedingungen entschlossen wir uns schließlich, auf eine Variation von Magnetfeldstärke und Strahlspannung weitgehend zu verzichten und den Neutralgasdruck, der auf den Verlauf des Elektronenstrahls keinen Einfluß hat, als maßgeblichen Parameter zu variieren.
Für eine Stromstärke von ca. 500 A in den Magnetspulen und eine Strahlspannung von ca. 2 kV wurden die Spulen so justiert, daß der Elektronenstrahl über die Achse des Entladungsgefäßes verlief, und die extrahierten Ionenströme maximal waren. Die angegebenen Werte von Spulenstrom und Strahlspannung wurden gewählt, da sie bei den Voruntersuchungen zu optimalen Ionenströmen geführt hatten.

Die notwendige Einschränkung auf die Variation des Neutralgas-

druckes vereinfacht die weitere Darstellung der Meßergebnisse und erscheint auch deswegen vertretbar, weil sich bei den Voruntersuchungen der Neutralgasdruck als der einflußreichste Parameter für die Ladungszustandsverteilung herausstellte. Auch unter diesem Gesichtspunkt ist die geschilderte Verlängerung der Entladung von Bedeutung, da hierdurch der Druckbereich, in dem das Wechselwirkungsplasma betrieben werden kann, auf über eine Zehnerpotenz ausgedehnt wurde (vgl. IV2).

4. Optisches Abklingen im Nachleuchten

Wie die Bilanzrechnungen zeigen, ist die Einschlußzeit des Plasmas wesentlich für die Einstellung der Ladungszustandsverteilung. Um einen experimentellen Zugang zu dieser Einschlußzeit zu erhalten, wurde mit Hilfe eines Photomultipliers das zeitliche Abklingen des vom Plasma emittierten Lichtes im Nachleuchten gemessen.

Der Photomultiplier (EMI 9558QB) befand sich im Abstand von ca. 1 m über einem Glasfenster in der Mitte des Entladungsgefäßes. Der große Abstand wurde gewählt, um störende Einflüsse des Magnetfeldes auf den Multiplier auszuschließen. Ein innen geschwärztes Messingrohr dichtete die Strecke zwischen Fenster und Multiplier gegen Fremdlicht ab. Zur zeitaufgelösten Registrierung war der Ausgang des Multipliers mit einem Oszillographen oder einem Transientenrekorder (minimale Kanalfortschaltzeit 1 µs) verbunden. Das Abschalten der Entladung erfolgte durch einen Pulser, der die Beschleunigungsstrecke des plasmaerzeugenden Elektronenstrahls kurzschloß. Ein Triggersignal dieses Pulsers lieferte eine definierte Zeitmarke.

Der vom Glasfenster durchgelassene und vom Photomultiplier registrierte Wellenlängenbereich reicht von etwa 310 nm bis 650 nm. In diesem Bereich liegen etliche Linien niedrig geladener Ionen ($\zeta \leq 2$) [39].

Fig. 30 zeigt durch Mittelung über jeweils 4 - 7 Messungen gewonnene Abklingkurven für verschiedene Werte des Neutralgasdruckes. Die Intensitäten sind dabei jeweils auf ihren Wert

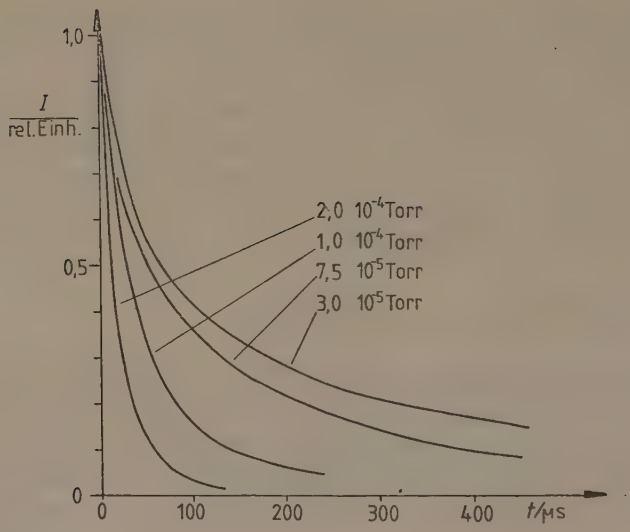


Fig. 30 Abklingkurven bei verschiedenen Neutralgasdrucken

zum Zeitpunkt des Abschaltens normiert. Deutlich ersichtlich ist die Verlangsamung des Abfalls mit sinkendem Druck.

Trägt man diese Abklingkurven logarithmisch auf (Fig. 31), so gehen sie für hohe Zeiten in Geraden über. Extrapoliert man diese Geraden zu niedrigen Zeiten hin und subtrahiert die entsprechenden Intensitätswerte von der Gesamtintensität, so ergeben sich wiederum Geraden, die allerdings ein deutlich steileres Gefälle haben. Bei allen Messungen ließ sich die Abnahme der Intensität I stets gut durch die Summe von zwei Exponentialfunktionen beschreiben.

$$I = I_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + I_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \qquad (25)$$

Das Verhältnis der beiden Anfangsintensitäten I_1 und I_2 lag stets im Bereich $1{,}3 \leq I_1/I_2 \leq 2{,}2$, wobei I_1 zu der kleineren

Abklingzeit τ_1 gehört.

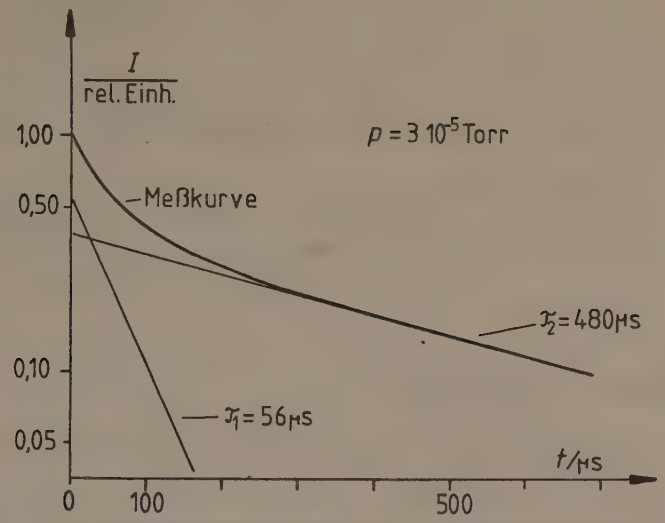


Fig.31 Halblogarithmische Darstellung einer Abklingkurve

In Fig. 32 sind die beiden charakteristischen Zeiten τ_1 und τ_2 als Funktionen des Neutralgasdruckes p dargestellt. Erstaunlicherweise zeigen beide Zeiten - zumindest für Drücke unter ca. $2 \cdot 10^{-4}$ Torr - eine exponentielle Abnahme mit steigendem Druck

$$\frac{\tau_1}{\mu s} = 70\, e^{-\frac{p}{1{,}2 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Torr}}} \qquad \frac{\tau_2}{\mu s} = 780\, e^{-\frac{p}{6{,}5 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{Torr}}}. \qquad (26)$$

Leider ist es uns nicht gelungen, eine befriedigende Erklärung für diese exponentielle Abhängigkeit vom Neutralgasdruck zu finden.

Für die Summe zweier Exponentialfunktionen im zeitlichen Abklingverhalten kommen mehrere Interpretationen in Betracht, die alle darauf hinauslaufen, daß für die Ladungszustandsverteilung im Zentrum der Entladung, aus dem die Ionen extrahiert werden, nur die kürzere Zeit τ_1 maßgeblich ist.

Zum einen könnte das Plasma in zwei räumlich getrennte Bereiche mit unterschiedlich gutem Einschluß zerfallen, wobei dann die

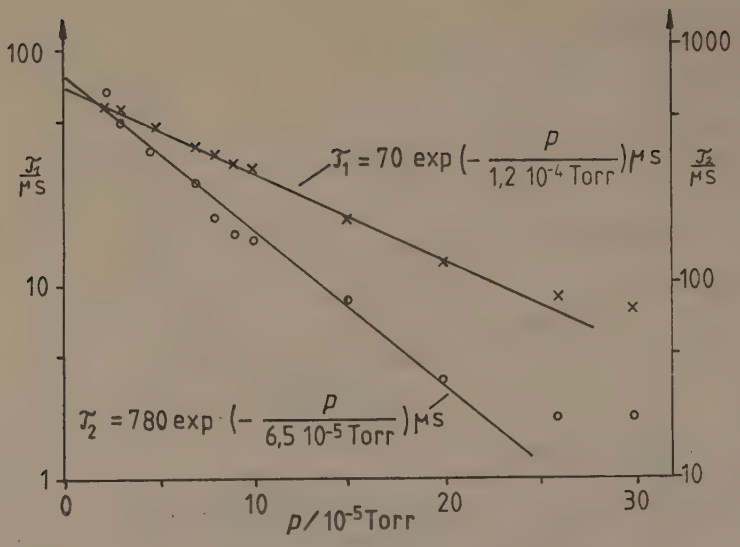


Fig. 32 Abhängigkeit der charakteristischen Abklingzeiten vom Neutralgasdruck

kürzere Zeit τ_1, zu der die höhere Anfangsintensität gehört, das Abklingen des heller leuchtenden Plasmazentrums widergeben dürfte.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit, die durchaus mit der ersten gekoppelt sein kann, ist die Annahme zweier unterschiedlich heißer Elektronengruppen, von denen die heißere wegen ihrer geringeren Stoßfrequenzen [3ß] vom magnetischen Spiegelfeld besser eingeschlossen wird und daher langsamer zerfällt. Diese Interpretation entspricht den Ergebnissen der Bremsstrahlungmessungen von Herbert [14], wonach im MPIG-Plasma nur etwa ein Zehntel der gesamten Elektronenpopulation aufgeheizt wird, während der Rest kalt bleibt. Der Einschluß des Gesamtplasmas entspricht in diesem Fall dem der kalten Elektronen mit der wesentlich größeren Dichte.

Auch wenn das beobachtete Abklingverhalten sich aus zeitlicher Änderung der Parameter eines im wesentlichen homogenen Plasmas

erklärt, kann nur kurz nach dem Abschalten des Elektronenstrahls (Flugzeit ~ 10^{-8}s) davon ausgegangen werden, daß sich die übrigen Plasmagrößen noch nicht geändert haben, daß also die Einschlußzeit der des stationären Plasmas entspricht.

Da die Anfangsintensität I_1 stets größer ist als I_2 und die charakteristische Zeit τ_1 stets wesentlich kleiner als τ_2, wird die anfängliche Intensitätsänderung durch die kürzere Zeit τ_1 bestimmt

$$\left.\frac{dI}{dt}\right|_{t=0} \approx -\frac{I}{\tau_1}. \qquad (27)$$

Bei weiteren Messungen wurde das erwähnte Glasfenster durch ein Quarzfenster ersetzt und damit der beobachtbare Wellenlängenbereich so weit ausgedehnt, daß auch Linien höher geladener Argonionen in ihn hinein fielen. Die Messungen zeigten das bereits beschriebene Abklingverhalten. Die charakteristischen Zeiten wichen nur geringfügig ab. Anzeichen für einen ladungszahlabhängigen Einschluß ergaben sich nicht.

Eine Gleichsetzung der gefundenen Abklingzeiten des von angeregten Plasmateilchen emittierten Lichtes mit der Einschlußzeit im stationären Betrieb ist natürlich nicht unproblematisch. Sie setzt voraus, daß die Einschlußbedingungen sich nach dem Abschalten des Elektronenstrahls nur langsam ändern, daß das Abklingen der abgestrahlten Lichtintensität dem Energieverlust des Plasmas entspricht und daß der Energieverlust durch Ströme der geladenen Teilchen zur Wand bestimmt ist.

Geht man trotz dieser Problematik von der Identität der Zeiten aus, so kann sich eine Berechtigung aus der Konsistenz der damit erhaltenen Daten mit auf anderem Wege gewonnenen Größen ergeben.

5. Messungen extrahierter Argonionen

Wie die Voruntersuchungen von Abschnitt III gezeigt haben (vgl. Fig. 28) ergaben sich die für eine weitere Auswertung notwendigen, eindeutigen Verhältnisse zwischen den extrahierten Strömen verschieden hoch geladener Argonionen, wenn entweder die Beschleunigungsspannung der Ionen oberhalb ca. 10 kV lag oder aber die Einzellinsenspannung für jeden Ladungszustand einzeln optimiert wurde. Da die maximal erreichbare Induktionsflußdichte im Umlenkmagneten des Analysators einen Nachweis einfach geladener Argonionen nur bis zu einer Beschleunigungsspannung von ca. 8 kV gestattete, wurden Spannungen zwischen 7 kV und 8 kV angelegt und durchgängig der umständlichere Weg der einzelnen Optimierung beschritten. Eine weitere Überprüfung zeigte, daß die optimale Linseneinstellung für jede einzelne Ionenart unabhängig vom Neutralgasdruck war.

In Fig. 33 sind extrahierte Ströme einfach bis 7-fach geladener Argonionen als Funktion des Neutralgasdruckes dargestellt. Die einzelnen Meßpunkte sind mit der dem Ladungszustand entsprechenden Ziffer gekennzeichnet und entstammen einer Meßreihe, bei der die Einzellinse jeweils für eine Ionenart optimiert und dann der Argondruck variiert wurde. Die Ströme 2- bis 7-fach geladener Ionen verhalten sich gleichartig. Mit sinkendem Neutralgasdruck steigen sie zunächst an, haben ein Maximum in der Gegend von $6...7 \cdot 10^{-5}$ Torr und sinken dann wieder. Die Verhältnisse zwischen diesen Ionenströmen erweisen sich als nahezu konstant, die Ströme sinken mit steigender Ladungszahl um nicht ganz eine Zehnerpotenz pro Ladungszahl. Ein abweichendes Verhalten zeigt der Strom einfach geladener Ionen. Er ist bei hohem Druck etwa 4mal so groß wie der Strom zweifach geladener Ionen und steigt zunächst ebenfalls mit sinkendem Druck. Bereits bei ca. $1,2 \cdot 10^{-4}$ Torr erreicht er jedoch sein Maximum und ist dort nur noch doppelt so groß wie der zweifach geladener Ionen. Bei ungefähr $8,5 \cdot 10^{-5}$ Torr schneiden sich die Kurven für Ar^+ und Ar^{2+}, ab etwa $6 \cdot 10^{-5}$ Torr liegt der Strom von Ar^+-Ionen um ca. einen Faktor 2 unter dem von Ar^{2+}-Ionen. Im ausgemessenen Druckbereich ändert sich das Verhältnis zwischen den Strömen ein- und zweifach

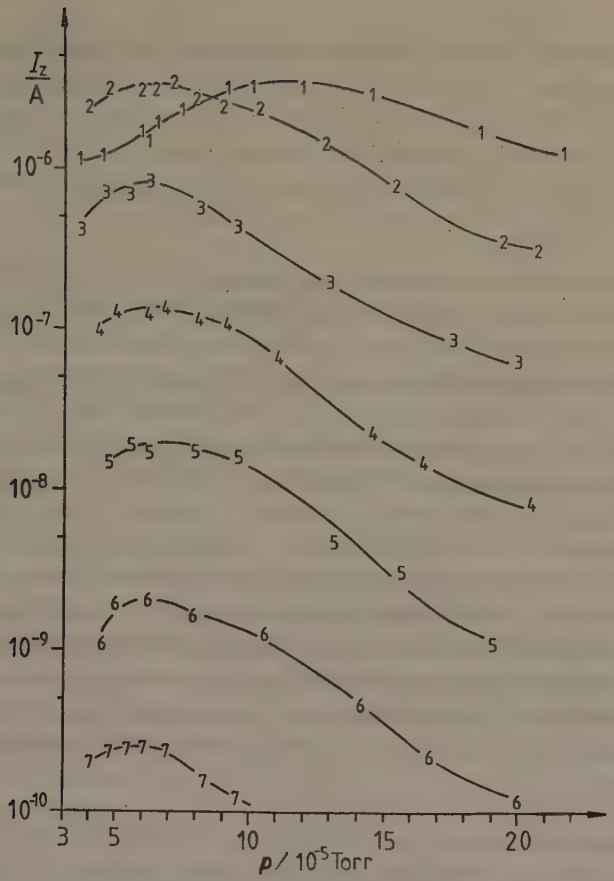


Fig. 33 Extrahierte Ionenströme vom Argonionen als Funktion des Neutralgasdrucks

geladener Ionen also insgesamt um einen Faktor 8 zugunsten zweifach geladener Ionen.

Ein Teil der relativen Abnahme einfach geladener Ionen im extrahierten Ionenstrom könnte durch die bereits in III.5.1 dargelegten Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals begründet sein. Wie die Transmissionskurve in Fig. 24 zeigt, müßte dazu die Ionentemperatur mit sinkendem Neutralgasdruck steigen und dabei der mittlere Gyrationsradius einfach geladener Ionen in den Stufenbereich der Transmissionskurve geraten. Die gemessene Ab-

nahme ist jedoch zu groß, als daß sie alleine auf diese Weise erklärt werden könnte. Dies führt zu dem Schluß, daß sich mit sinkendem Druck die Plasmaparameter soweit ändern, daß Stufenionisierung gerade beginnt, wirksam zu werden (vgl. II. 6), und sich die Abnahme einfach geladener Ionen aus Ionisationsverlusten ergibt.

Die über etliche Monate hin durchgeführten Messungen extrahierter Ionen ergaben stets die dargestellte Abhängigkeit der einzelnen Ströme vom Neutralgasdruck. Für einzelne Messungen wurden dabei allerdings Abweichungen bis zu einem Faktor von ungefähr 2 gefunden. Der Grund hierfür könnte sein, daß zwischendurch häufig der Heizdraht der Elektronenkanone gewechselt werden mußte und daß sich zudem im Zentrum der Kathode mit der Zeit ein vermutlich von rückströmenden Ionen erzeugter Kanal bildete (Ø ca. 1 mm). Heizdrahtwechsel und Formänderung der Kathode führten zwar nicht zu deutlichen Änderungen des Elektronenstrahlstroms, könnten jedoch seine radiale Dichteverteilung beeinflussen. Für die weitere Auswertung, speziell den Vergleich gemessener und errechneter Ladungszustandsverteilungen, wurden angesichts dieser Unsicherheiten nur Messungen herangezogen, bei denen die Ionenströme der verschieden hochgeladenen Ionen kurz hintereinander gemessen worden waren.

Da es erfahrungsgemäß bei der Diskussion von extrahierten Ionenströmen und Ladungszustandsverteilungen immer wieder zu einer Verwechslung von elektrischen Strömen und Teilchenströmen kommt, sei darauf hingewiesen, daß in Fig. 33 die im Faradaybecher aufgefangenen elektrischen Ströme dargestellt sind. Die Teilchenströme und damit die Ladungszustandsverteilung erhält man, wenn man die einzelnen Werte durch die jeweilige Ionenladung teilt.

V. Vergleich des Modells mit gemessenen Ladungszustandsverteilungen

Da die Ladungszustandsverteilung der Ionen von den drei Parametern kT_{eh}, $n_{eh}\tau$ und $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ (bzw. $(n_o/n_{eh}\sqrt{kT_i})$ abhängt, lassen sich diese Parameter prinzipiell durch eine Anpassung des theoretischen Modells an eine gemessene Verteilung ermitteln. Zusätzlich ergibt eine solche Anpassung noch einen Wert für die reduzierte Dichte der Neutralteilchen.

1. Bedingungen einer sinnvollen Parameterermittlung

Für eine sinnvolle Ermittlung der obengenannten Parameter durch die Anpassung des Modells müssen verschiedene Bedingungen sichergestellt sein:

1. Das Maß für die Abweichung zwischen theoretischer und experimenteller Verteilung muß die Dichten der hohen Ladungszustände berücksichtigen. Diese sind besonders stark von den Parametern abhängig, jedoch meistens klein. Das naheliegende Fehlermaß $\sum_{z=1}^{Z}[(n_z/n_e)_{Exp} - (n_z/n_e)_{theor}]^2$ ist daher ungeeignet. Da zudem die Falschmessung schon eines einzigen Ladungszustandes die Bestimmung aller $n_z/n_e = I_z/(z\cdot\Sigma I_z)$ (I_z = gemessener Strom des z-ten Ladungszustandes) wegen der Summe im Nenner verfälscht, ist ein Maß vorzuziehen, in dem nur die Verhältnisse von Ionendichten vorkommen. Wir verwendeten daher die beiden Fehlermaße:

$$\text{Fehler 1} := \sum_{z=1}^{Z-1}\left[\left(\frac{n_z}{n_{z+1}}\right)_{Exp} - \left(\frac{n_z}{n_{z+1}}\right)_{theor}\right]^2$$

$$\text{Fehler 2} := \sum_{z=1}^{Z-1}\left[\ln\left(\frac{n_z}{n_{z+1}}\right)_{Exp} / \left(\frac{n_z}{n_{z+1}}\right)_{theor}\right]^2$$

Da sich herausstellte, daß beide Fehlermaße stets zu etwa den gleichen Modellparametern führten, wurde schließlich nur noch

Fehler 2 benutzt.

2. In einem physikalisch sinnvollen Parameterbereich darf es nicht mehrere Minima des Fehlermaßes mit vergleichbarer Größe geben.

3. Es muß überprüft werden, ob die jeweilige Meßgenauigkeit ausreicht, um vernünftige Parameterangaben machen zu können.

2. Exemplarische Darstellung der Anpassung des Modells an eine gemessene Verteilung

Die Anpassung des Modells an gemessene Ladungszustandsverteilungen und die weitere Auswertung wird im folgenden an einem Beispiel exemplarisch dargestellt.

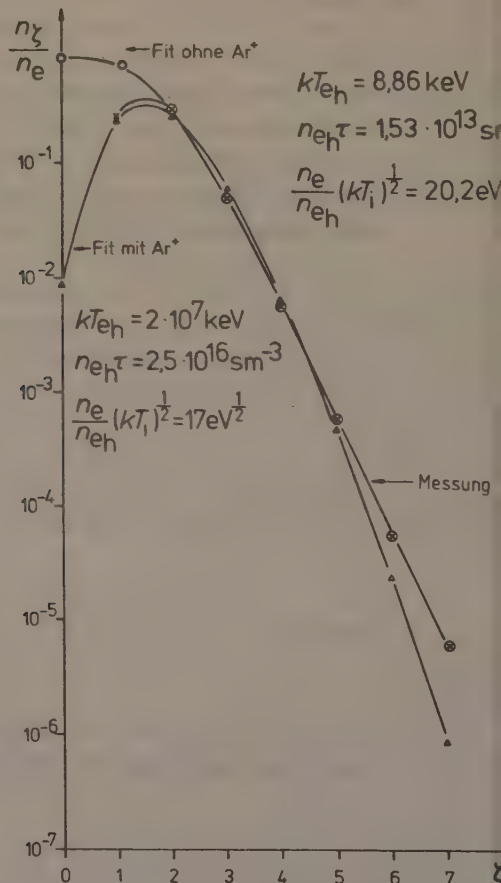


Fig. 34 Gemessene Ladungszustandsverteilung und angepaßte Modellverteilung mit und ohne Berücksichtigung von Ar^+

Fig. 34 zeigt eine aus extrahierten Ionenströmen ermittelte Ladungszustandsverteilung zusammen mit zwei durch Anpassung gewonnenen Modellverteilungen. Zunächst wurden alle gemessenen Ladungszustände von z = 1 bis z = 7 für die Anpassung verwendet. Hierbei ergab sich eine Modellverteilung, die vor allem bei hohen z-Werten stark von der gemessenen Verteilung abweicht und mit steigender Ladungszahl deutlich zu steil abnimmt. Zudem sind die erhaltenen Modellparameter unphysikalisch (vgl. Fig. 34).

Läßt man jedoch den Meßwert von Ar^+-Ionen unberücksichtigt, so ergibt sich eine bestangepaßte Modellverteilung, die für die Ladungszustände 2 bis 7 sehr gut mit den Meßwerten übereinstimmt. Der Modellwert für einfach geladene Ionen liegt dann allerdings um etwa den Faktor 3 über dem gemessenen Wert (vgl. Fig. 34). Es sei bereits hier erwähnt, daß diese bei allen von uns gemessenen Verteilungen mehr oder weniger stark ausgeprägte systematische Abweichung sich aus den Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals erklären läßt (siehe V.5).

Das Fehlermaß der Anpassung ohne Berücksichtigung von z = 1 ergab

$$\sum_{z=2}^{6} \left[\ln \left(\frac{n_z}{n_{z+1}}\right)_{Exp} \Big/ \left(\frac{n_{z+1}}{n_z}\right)_{theor}\right]^2 = 0{,}50 \cdot 10^{-3}.$$

Das entspricht einer mittleren Abweichung zwischen Modell- und Meßwerten von etwa 3 %.

Die ermittelten Modellparameter sind: $kT_{eh} = 8{,}86\text{keV}$, $n_{eh}\tau = 1{,}53 \cdot 10^{13}\text{sm}^{-3}$, $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i} = 13{,}75(\text{eV})^{1/2}$ bzw. $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i} = 20{,}2(\text{eV})^{1/2}$.

Für die reduzierte Neutralendichte, die direkt aus der Modellverteilung oder dem Verhältnis der beiden Umladungsparameter entnommen werden kann, erhält man den Wert $n_o/n_e = 0{,}68$. Demnach ist das Plasma also hochionisiert.

Zur Überprüfung der Stabilität dieser Parameter gegen Schwankungen der Eingangsgrößen wurde die errechnete Modellverteilung auf verschieden viele Stellen genau zum Ausgangspunkt einer An-

passung gemacht. Die jeweils ermittelten Parameter sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

Stellenzahl	kT_{eh}/keV	$(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i/eV}$	$n_{eh}\tau$ /$m^{-3}s$	Fehler
13	8,86	20,2	$1,53 \cdot 10^{13}$	0
3	8,64	20,1	$1,51 \cdot 10^{13}$	$0,45 \cdot 10^{-5}$
2	8,26	20,0	$1,46 \cdot 10^{13}$	$0,76 \cdot 10^{-3}$
1	6,82	25,8	$1,01 \cdot 10^{13}$	$0,40 \cdot 10^{-1}$

Diese Untersuchung zeigt, daß die ermittelten Parameter durch ungenaue Eingaben kaum beeinflußt werden. Erst bei um ca. 50 % falschen Eingaben (Stellenzahl = 1) ändern sich die Anpassungsparameter merklich.

Zur Prüfung der Eindeutigkeit der ermittelten Modellverteilung wurde für einen großen Parameterbereich die jeweilige Abweichung zwischen Modell und Messung ermittelt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen lassen sich in Form von "topographischen Karten" darstellen. Zwei Beispiele solcher Darstellungen sind in den Fig. 35 und 36 zu

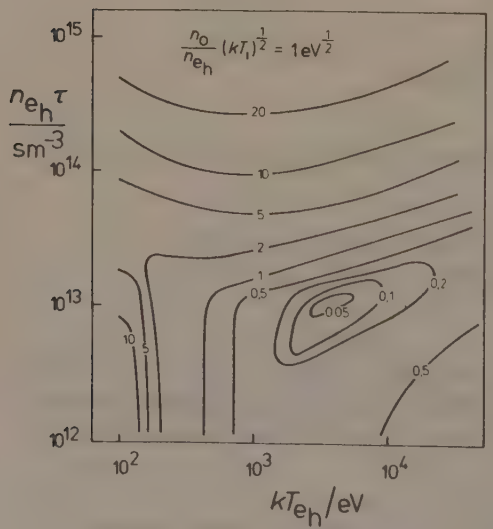


Fig. 35 Linien gleichen Fehlers in einer $n_{eh}\tau$ -kT_{eh} Ebene

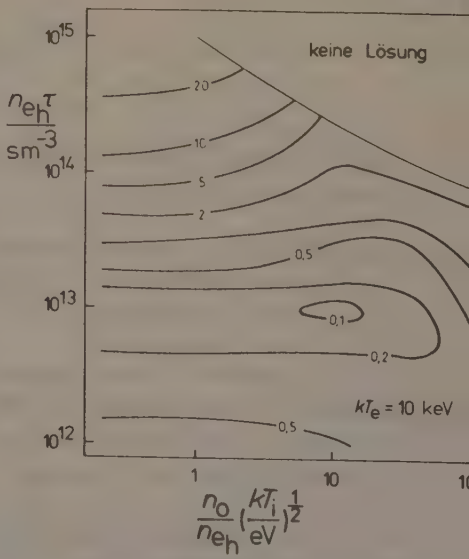


Fig. 36 Linien gleichen Fehlers in einer $n_{eh}\tau$ -$n_o/n_{eh}\sqrt{kT_i}$ Ebene

sehen. Sie zeigen Schnitte durch den 3-dimensionalen Parameterraum, die in der Nähe des Fehlerminimums liegen. Es sind die Linien gleichen Fehlers für Fehler 2 = 20, 10, 5, 2, 1, 0.5, 0.2 und 0.1 eingezeichnet. Im gesamten untersuchten Parameterraum ($10\ eV \leq kT_{eh} \leq 10^5 eV$, $10^{10} m^{-3} s \leq n_{eh}\tau \leq 10^{16} m^{-3} s$, $10^{-2} (eV)^{1/2} \leq n_o / n_{eh} \sqrt{kT_i} \leq 10^3 (eV)^{1/3}$) wurden keinerlei Anzeichen für ein zweites Minimum gefunden.

Die Isoliniendarstellungen gestatten nicht nur die Eindeutigkeit der bestangepaßten Modellverteilung festzustellen. Ebenso anschaulich geben sie Auskunft über den Einfluß der einzelnen Parameter auf den Fehler. Er ist direkt aus dem Abstand der Isolinien zu entnehmen. Es zeigt sich, daß $n_{eh}\tau$ den stärksten Einfluß hat. Diese Größe sollte also durch einen Fit am genauesten ermittelt werden können.

3. Anpassung mit vernachlässigter Umladung

Wie in II. 8. erörtert wurde, ist es für eine Beurteilung des Umladungseinflusses von Interesse, ob eine Anpassung des Modells mit variablem Umladungsparameter eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen gemessener und errechneter Ladungszustandsverteilung ergibt, als eine Anpassung, bei der der Umladungsparameter gleich Null gesetzt, Umladung also vernachlässigt wird.

Fig. 37 zeigt einen Vergleich zwischen der bestangepaßten Verteilung bei vernachlässigter Umladung mit den bereits aus Fig. 34 bekannten Verteilungen. Deutlich ersichtlich führt die Vernachlässigung der Umladung zu einer schlechteren Übereinstimmung mit der gemessenen Ladungszustandsverteilung. Für siebenfach geladene Ionen liegt die angepaßte Verteilung um ca. einen Faktor 1,75 unter dem Meßwert.

Ein gesichertes Ergebnis über das Wirksamwerden von Umladung läßt sich aus diesem Vergleich allerdings noch nicht entnehmen, da eine Anpassung mit reduzierter Anzahl variabler Parameter zwangsläufig zu schlechterer Übereinstimmung führt. Immerhin ist die deutlich schlechtere Übereinstimmung ein Indiz dafür, daß die gemessene Ladungszustandsverteilung durch Umladung beeinflußt ist.

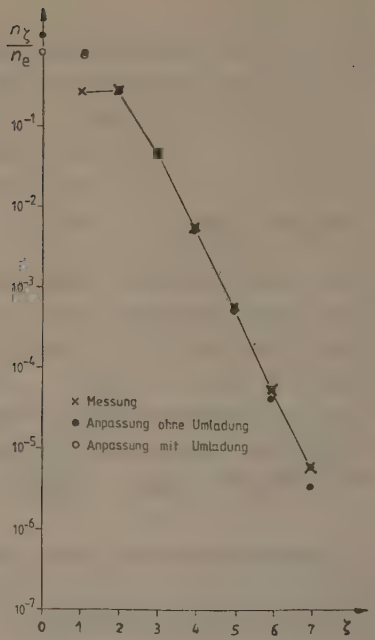


Fig. 37 Vergleich einer Anpassung mit und ohne Berücksichtigung von Umladung

4. Auswertung der Modellparameter

Aus der reduzierten Neutralendichte n_o/n_e läßt sich bei Kenntnis der absoluten Neutralendichte n_o die Elektronendichte n_e ermitteln. Geht man davon aus, daß die Neutralteilchen in etwa Zimmertemperatur haben, so ergibt sich die Neutralendichte gemäß

$$\frac{n_o}{m^3} = 3{,}54 \cdot 10^{22} \frac{p}{\text{Torr}} \qquad (28)$$

Aus dem Neutralgasdruck p. Bei der Messung der exemplarisch behandelten Ladungszustandsverteilung betrug der Neutralgasdruck $6{,}2 \cdot 10^{-5}$Torr, woraus eine Neutralendichte von $n_o = 2{,}2 \cdot 10^{18}m^{-3}$ folgt. Aus $n_o/n_e = 0{,}68$ erhält man damit eine Elektronendichte von $n_e = 3{,}2 \cdot 10^{18}m^{-3}$.

Bei Kenntnis der Einschlußzeit τ des Plasmas kann aus dem Parameter $n_{eh}\tau$ die Dichte n_{eh} der heißen Elektronen errechnet werden. Legt man als Einschlußzeit die im Nachleuchten gemessene Abklingzτ_1 des emittierten Lichtes (vgl. IV. 4.) zugrunde, so erhält man aus Fig. 32 für unser Beispiel $\tau = 42$ µs und damit $n_{eh} = 3{,}6 \cdot 10^{17}$

Die Dichte n_{eh} der heißen Elektronen ist demnach nur etwa ein Zehntel der gesamten Elektronendichte.

Mit Hilfe der Dichten n_e und n_{eh} ergibt sich aus dem Parameter $(n_e/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ ein Wert für die Ionentemperatur. Den gleichen Wert kann man auch etwas direkter erhalten, indem man die Parameter $(n_o/n_{eh})\sqrt{kT_i}$ und $n_{eh}\tau$ miteinander multipliziert und dann durch die Neutralendichte und die Einschlußzeit teilt. Für unser Beispiel bestimmt sich die Ionentemperatur zu $kT_i \approx 5$ eV.

Das Verhältnis n_e/n_{eh} aus der Dichte aller und der Dichte der heißen Elektronen, für das die dargelegte Auswertung $n_e/n_{eh} \approx 10$ ergibt, ist in guter Übereinstimmung mit den von Herbert [14] gefundenen und bereits mehrmals zitierten (z.B. I.4.) Ergebnissen. Die Modelltemperatur der heißen Elektronen von $kT_{eh} = 8{,}86$ keV stimmt ebenfalls recht gut mit den Ergebnissen aus gemessenen Röntgenspektren (vgl. Fig. 29) überein. Wie jedoch schon in II.8. dargelegt wurde, eignen sich diese Größen nicht für eine weitergehende experimentelle Überprüfung. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit steht daher die Überprüfung der Ionentemperatur im Vordergrund, die letztlich über einen Umladungseinfluß ermittelt wurde und daher im Rahmen dieser Arbeit besonderes Interesse verdient.

5. Bestätigung der Ionentemperatur aus den Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals

Unbefriedigend ist es bis hierhin,daß im Vergleich zum Modell die Ströme niedrig geladener, insbesondere einfach geladener Ionen systematisch als zu klein gemessen erscheinen (vgl. V.2., Fig. 34). Gerade diese systematische Abweichung führt jedoch über eine Berücksichtigung der Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals zu einer ersten Bestätigung der ermittelten Ionentemperatur.

Bereits in III.5.1 (im Rahmen der Beschreibung des Extraktionskanals) wurde darauf eingegangen, daß die Transmission des Kanals mit steigendem Gyrationsradius sinkt und daß es bei geeigneter Induktionsflußdichte und Ionentemperatur zu einer se-

lektiven Unterdrückung niedrig geladener Ionen kommen kann.

Bei der Messung der exemplarisch behandelten Ladungszustandsverteilung betrug der Strom in den Magnetspulen I_M = 510 A, woraus mit Hilfe von Fig. 19 eine Induktionsflußdichte von $B \approx 0{,}5$ T am Kanal folgt. Legt man die in Abschnitt V.4 gewonnene Ionentemperatur von $kT_i \approx 5$ eV zugrunde, so erhält man aus Gl. (15) die in Fig. 24 markierten mittleren Gyrationsradien $\langle r_g \rangle$ für Argonionen der Ladungszustände $z \leq 7$. Für die Ladungszustände $3 \leq z \leq 7$ ist die Transmission danach nahezu identisch, für zweifach geladene Ionen ist sie geringfügig niedriger, zu einfach geladenen Ionen hin fällt sie jedoch deutlich ab.

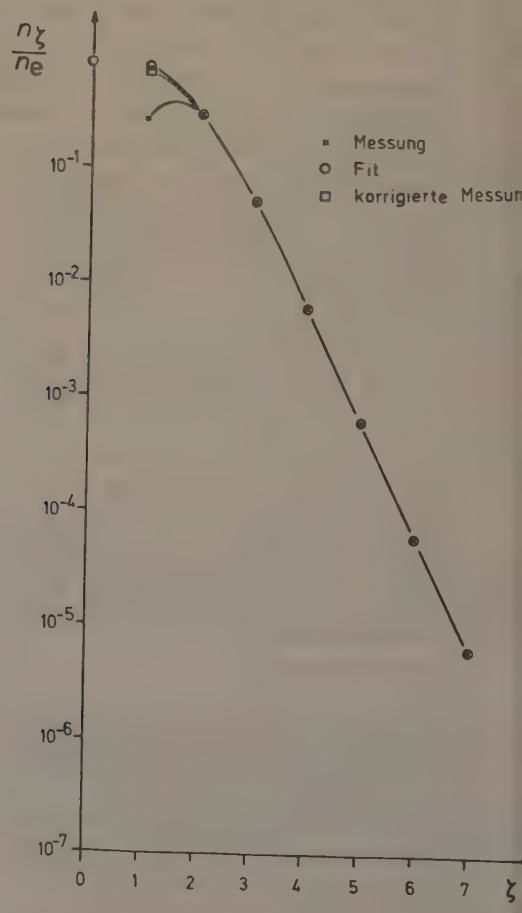


Fig. 38 Vergleich der korrigierten Ladungszustandsverteilung mit der Modellverteilung

Korrigiert man die gemessene Ladungszustandsverteilung mit den so gefundenen Transmissionswerten, so stimmt sie auch für einfach geladene Ionen gut mit der Modellverteilung überein, die ohne Berücksichtigung einfach geladener Ionen durch Anpassung erhalten wurde (siehe Fig. 38).

Die durch Anpassung und Auswertung der Modellparameter gefundene Ionentemperatur erklärt über die Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals also gerade die ursprünglich aufgetretene Abweichung.

VI. Bestimmung der Ionentemperatur aus der Geschwindigkeitsverteilung des extrahierten Ionenstromes

Im vorigen Kapitel konnte gezeigt werden, daß die Ionentemperatur, die sich durch den Vergleich gemessener Ladungszustandsverteilungen mit Modellverteilungen ergibt, zu Transmissionswerten des Extraktionskanals führt, die die zunächst vorhandenen systematischen Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Ladungszustandsverteilungen erklären können. Dies bedeutet eine Bestätigung des Bilanzmodells sowie der mit seiner Hilfe ermittelten Ionentemperatur.

Für das Bilanzmodell und die im Anhang dieser Arbeit dargestellten Transmissionsüberlegungen zusammen ergibt sich hieraus allein jedoch nur ein, wenn auch recht überzeugender, Konsistenzbeweis. Für eine weitergehende Stützung ist daher eine weitere experimentelle Bestätigung der Ionentemperatur erforderlich.

Der zunächst unternommene Versuch von Sondenmessungen im Plasma scheiterte, da ins Plasma eingeführte Sonden bereits in einiger Entfernung von der Plasmamitte zu glühen begannen und schmolzen. Eine ins Auge gefaßte Bestimmung der thermischen Verbreiterung optischer Linien wurde aufgegeben, da uns kein optisches Spektrometer hinreichender Auflösung zur Verfügung stand.

Wir entschlossen uns daher schließlich, mit Hilfe des magnetischen Analysators des MPIG-Experimentes die Geschwindigkeitsverteilung des extrahierten Stromes zu messen und daraus einen Wert für die Ionentemperatur zu bestimmen. Das Umlenkfeld eines magnetischen Analysators analysiert die durchfliegenden Teilchen nach ihrem Verhältnis aus Impuls und Ladung, bei gegebener Ionenart also nach der Geschwindigkeit (vgl. II. 6, Gl. (16)). Wegen der fokussierenden Eigenschaften spielt dabei zumindest in erster Näherung nur der Betrag v der Geschwindigkeit eine Rolle. Mißt man den Strom am Ausgang des Analysators in Abhängigkeit von der Stärke des Umlenkfeldes, so erhält man die Geschwindigkeitsverteilung dI/dv des Strahlstromes, die zur Vermeidung von Verwechselungen als Stromverteilung bezeichnet werden soll.

Um eine solche Stromverteilung sinnvoll messen und auswerten zu können, sind jedoch noch einige Vorüberlegungen nötig. Im folgenden wird daher zunächst dargelegt, wie die Stromverteilung durch den Einfluß des Extraktionskanals und eine folgende Beschleunigungsspannung transformiert wird. Detailliert gehen wir auf die im MPIG-Experiment zu erwartenden charakteristischen Verformungen durch den gestuften Extraktionskanal ein. Anschließend werden die Möglichkeiten erörtert, aus einer gemessenen Stromverteilung die Ionentemperatur zu bestimmen. Nach weiteren Vorüberlegungen über den für eine hinreichende Auflösung zulässigen Bereich der Beschleunigungsspannung folgen dann die Messungen der Stromverteilungen und ihre Auswertung.

Obwohl auch die Stromverteilungen der extrahierten Ionen von den Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals beeinflußt werden und damit die theoretischen Überlegungen zur Transmission in die Temperaturbestimmung eingehen müssen, handelt es sich dennoch um eine unabhängige Temperaturüberprüfung, da Messungen und Auswertungen von den oben dargestellten Messungen und Auswertungen völlig unabhängig sind. Zudem ergibt sich die Möglichkeit, eine durch Transmissionsüberlegungen vorausgesagte charakteristische Verformung der Stromverteilungen am Experiment zu zeigen.

1. Transformation der Stromverteilung durch Extraktionskanal und Beschleunigungsspannung

1.1 Transformation durch eine Beschleunigungsspannung

Der Einfluß einer Beschleunigungsspannung auf Geschwindigkeitsverteilungen und die daraus folgenden Stromverteilungen ist in einigen Arbeiten [34, 35] bereits im Detail beschrieben. Wir wollen uns daher auf die für uns wesentlichen Punkte beschränken. Beim Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung U erhöht sich der anfängliche Betrag u der Geschwindigkeit auf

$$v = \sqrt{u^2 + \frac{2qU}{m}} = \sqrt{u^2 + v_S^2} \quad (v_S = \sqrt{\frac{2qU}{m}}) \tag{29}$$

Die Geschwindkeitszunahme ist also - anders als die Zunahme der kinetischen Energie - nicht konstant, sondern von der anfänglichen Geschwindigkeit abhängig. Sie ist maximal für zunächst ruhende Teilchen. Für sie ist sie gleich der Spannungsgeschwindigkeit v_s. Zu höheren Geschwindigkeiten hin nimmt sie ab und für schnelle Teilchen ($v,u \gg v_s$) ist sie vernachlässigbar.

Für die Differentiale du und dv der Geschwindigkeitsbeträge folgt aus Gl. (29)

$$v\,dv = u\,du. \tag{30}$$

Da sich der Strom, der von bestimmten Teilchen getragen wird, durch eine Beschleunigung nicht ändert (Satz von Liouville), bleibt der Strom I auch differentiell erhalten

$$dI = \text{const}, \tag{31}$$

und man erhält als Transformationsgleichung für die Stromverteilung

$$\frac{dI}{dv} = \frac{v}{u}\frac{dI}{du}. \tag{32}$$

1.2 Transformation durch den Einfluß des Extraktionskanals

Geht man von einer winkelunabhängigen Geschwindigkeitsverteilung $f = f(u)$ am Eingang des Kanals aus, so wird dort die Stromverteilung gegeben durch

$$\left(\frac{dI}{du}\right)_{ein} \sim \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} u\cos\theta f(u) u^2 \sin\theta d\theta d\phi \sim u^3 f(u) \tag{33}$$

Die Stromverteilung am Ausgang des Kanals erhält man, wenn man diese Verteilung mit der im Anhang (vgl. Gl. (A10)) definierten Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ multipliziert, die die Transmission für den Fall gegebenen Geschwindigkeitsbetrages darstellt.

$$\left(\frac{dI}{du}\right)_{aus} \sim u^3 f(u) \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u \; ; \; \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u = \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u \left(\frac{u}{\omega R}, \text{Geometrie}\right). \tag{34}$$

Die Größe $(I_{aus}/I_{ein})_u$ ist dabei außer von Geometriegrößen nur noch vom reduzierten Geschwindigkeitsbetrag $u/(\omega R)$ abhängig, wobei ω die Gyrationskreisfrequenz und R der Kanalradius sind.

Beim Durchlaufen einer dem Kanal folgenden Beschleunigungsstrecke wird die Stromverteilung gemäß Gl. (32) weitertransformiert. Die Stromverteilung dI/dv am Ende der Beschleunigungsstrecke ergibt sich als

$$\frac{dI}{dv} \sim v u^2 f(u) \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u = v(v^2 - v_S^2) f\left(\sqrt{v^2 - v_S^2}\right) \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u \tag{35}$$

Nimmt man an, daß die Geschwindigkeitsverteilung f maxwellsch ist, so wird dies zu

$$\frac{dI}{dv} \sim v(v^2 - v_S^2) e^{-\frac{v^2}{v_t^2}} \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u \left(\frac{\sqrt{v^2 - v_S^2}}{\omega R}, \text{Geom.}\right) \qquad \left(v_t = \sqrt{\frac{2kT}{m}}\right) \tag{36}$$

Der erste Teil dieser Beziehung (ohne die Größe $(I_{aus}/I_{ein})_u$) beschreibt eine Stromverteilung, wie sie ohne Kanaleinfluß aus einer beschleunigten Maxwellverteilung folgt. Die kanalbedingte zusätzliche Transformation stellt sich als Multiplikation mit der Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ dar. Obwohl bereits die Beschleunigung alleine zu einer Veränderung der Stromverteilung führt, werden zugunsten einer einfachen sprachlichen Abgrenzung im weiteren Verlauf dieser Arbeit solche Verteilungen, die sich ohne Berücksichtigung des Kanaleinflusses ergeben, als "unverformt" bezeichnet. In Ermangelung einer möglicherweise besseren Annahme gehen wir im folgenden zudem stets von einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung f am Kanaleingang aus.

Die Form der Stromverteilung gemäß (36) ist außer von der Geometrie des Extraktionskanals abhängig von den beiden reduzierten Geschwindigkeiten $v_t/(\omega R)$ und $v_s/(\omega R)$. Das läßt sich leicht nachprüfen, indem man in Gl. (36) alle vorkommenden Geschwindigkeiten auf das Produkt ωR aus Gyrationskreisfrequenz und Kanalradius reduziert. Um einen leichteren Bezug zur Größe des Gyrationsradius, der letztlich den Kanaleinfluß bestimmt, zu erhalten, kann man die reduzierte thermische Geschwindigkeit $v_t/(\omega R)$ durch den reduzierten mittleren Gyrationsradius $\langle r_g\rangle/R$ ersetzen.

$$\frac{\langle r_g\rangle}{R} = \frac{\langle v_\perp\rangle}{\omega R} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/2} \frac{v_t}{\omega R} = 0{,}89\ \frac{v_t}{\omega R} \qquad (37)$$

Die beiden Parameter sind also nicht nur ihrer Bedeutung nach aequivalent, sondern haben auch ähnliche Zahlenwerte.

1.3 "Unverformte" Stromverteilungen ohne Kanaleinfluß

Zunächst soll betrachtet werden, wie sich eine "unverformte" Stromverteilung mit wachsender Beschleunigungsspannung bzw. Spannungsgeschwindigkeit v_s ändert.

Bei kleiner Spannungsgeschwindigkeit ($v_s \ll v_t$) ergibt sich für die Geschwindigkeit v_{Max} am Maximum der Verteilung und für die Halbwertsbreite Δv

$$v_{Max}^2 - v_s^2 = \frac{3}{2} v_t^2 \left(= \frac{6}{\pi}\langle r_g\rangle^2 \omega^2\right)$$

$$v_{Max} - v_s = \sqrt{\frac{3}{2}}\, v_t \qquad \Delta v = 1{,}16\ v_t \quad (v_s \ll v_t) \qquad (38)$$

Zu großen Beschleunigungsspannungen hin gehen diese Beziehungen über in

$$v_{Max}^2 - v_s^2 = v_t^2 \left(= \frac{4}{\pi}\langle r_g\rangle^2 \omega^2\right)$$

$$v_{Max} - v_s = \frac{1}{2}\,\frac{v_t^2}{v_s} \qquad \Delta v = 1{,}23\ \frac{v_t^2}{v_s} \quad (v_s \gg v_t) \qquad (39)$$

Die direkte Proportionalität zwischen Maximumsabstand $v_{Max}-v_S$ sowie Halbwertsbreite Δv und der thermischen Geschwindigkeit v_t geht mit steigender Beschleunigungsspannung also in eine quadratische Abhängigkeit über. Das Verhältnis zwischen Maximumsabstand $v_{Max}-v_S$ und Halbwertsbreite Δv verringert sich von

$$\frac{v_{Max}-v_S}{\Delta v} = 1{,}06 \ (v_S \ll v_t) \text{ auf } \frac{v_{Max}-v_S}{\Delta v} = 0{,}41 \ (v_S \gg v_t). \tag{40}$$

Mit steigender Beschleunigungsspannung verringern sich also Maximumsabstand und Breite der Verteilung. Zudem nimmt der Maximumsabstand auch relativ zur Breite ab. Dieses Zusammendrücken und Aufsteilen von der Niedergeschwindigkeitsseite her wird bedingt durch die Beschleunigungstransformation (32), bei der die Geschwindigkeitszunahme für anfänglich ruhende Teilchen am größten ist.

1.4 Stromverteilungen mit Kanaleinfluß

Durch den Kanaleinfluß ergeben sich zusätzliche Verformungen, die nur unter Berücksichtigung der speziellen Kanalgeometrie betrachtet werden können. Für die Kanalgeometrie der MPIG (vgl. Fig. 23) ist die maßgebliche Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ in Fig. 39 dargestellt als Funktion von $u/(\omega R_2)$. Diese Figur ist identisch mit der Figur A11 des Anhangs.

Wesentliches Merkmal ist die steile Stufe, die in der doppellogarithmischen Darstellung besonders deutlich wird. Sie setzt recht abrupt bei einer Geschwindigkeit von $u/(\omega R_2) \sim 5$ ein und hat ihr steilstes Stück ungefähr im Bereich $7 \leq u/(\omega R_2) \leq 11$. In diesem Bereich fällt der Wert von $(I_{aus}/I_{ein})_u$ um ungefähr den Faktor 2. Ein genauer Endpunkt der Stufe ist wegen des asymptotischen Verhaltens zu hohen Geschwindigkeiten hin nicht festlegbar. Der wesentliche Teil der Stufe ist jedoch spätestens bei $u/\omega R_2 \sim 20$ vorbei. Insgesamt sinkt die Größe $(I_{aus}/I_{ein})_u$ vom Einsatzpunkt der Stufe bis zu hohen Geschwindigkeiten hin um etwa den Faktor 6. Vor und hinter der Stufe ändern sich die Transmissionswerte

$(I_{aus}/I_{ein})_u$ vergleichsweise langsam. Ein wesentlicher Einfluß de Extraktionskanals auf die Form der Stromverteilung ist demnach fü Geschwindigkeiten im Bereich $5 \leq u/\omega R_2 \leq 20$ zu erwarten.

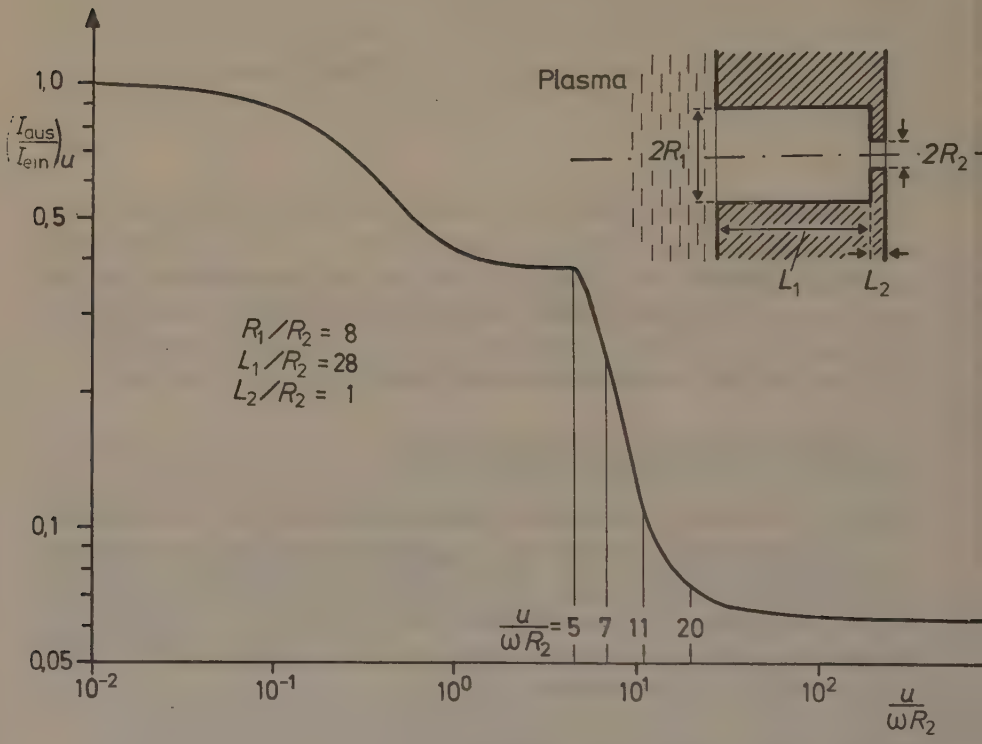


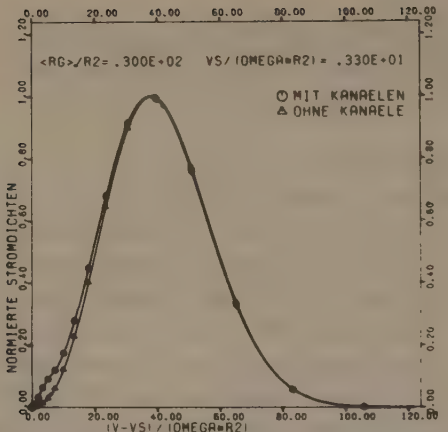
Fig. 39 Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ für den Extraktionskanal der MPIG

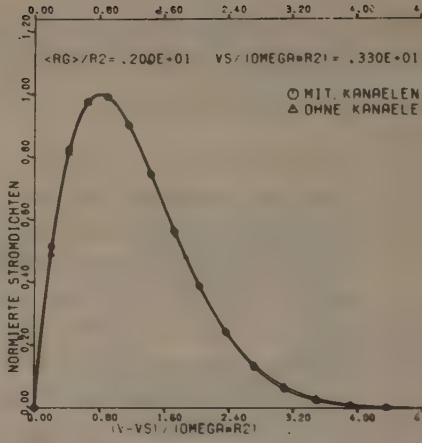
In den Fig. 40 bis 44 sind Stromverteilungen, wie sie aus Gl. (3 und der Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ unseres Extraktionskanals (siehe Fig. 39) folgen, für verschiedene Werte der Parameter $\langle r_g \rangle/R_2$ und $\nu_s/(\omega R_2)$ als Funktion von $(\nu-\nu_s)/(\omega R_2)$ dargestellt. Miteingezeichnet sind jeweils die nicht durch den Kanaleinfluß verformten Stromverteilungen, wie sie sich aus Gl. (36) ohne $(I_{aus}/I_{ein})_u$ ergeben. Alle Verteilungen sind auf ihren Wert am Maximum normiert. Anhand dieser Figuren läßt sich zum einen die

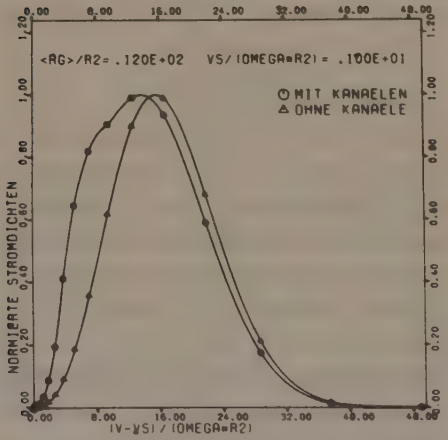
Änderung der "unverformten" Stromverteilungen - wie sie in VI.1.3 dargelegt wurde - erkennen und darüber hinaus die weitere kanalbedingte Verformung.

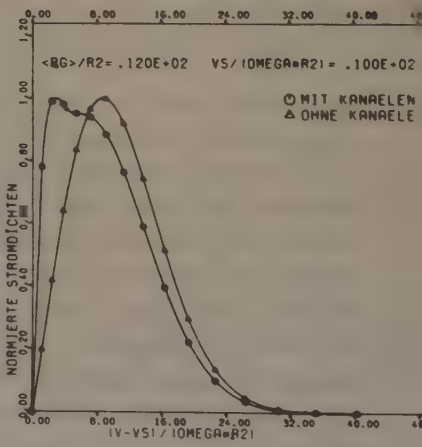
Entscheidend für den Grad der kanalbedingten Verformungen ist die Lage des Maximums der unverformten Stromverteilung relativ zur Stufe der Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$. Die Beziehung zwischen dieser relativen Maximumslage und dem mittleren Gyrationsradius läßt sich mit Hilfe der Gl. (38) bzw. (39) leicht herstellen. Bei kleinen und großen mittleren Gyrationsradien fällt das Maximum der unverformten Verteilung in den Bereich vor oder hinter der Stufe. Die Verformung durch den Kanaleinfluß ist dann gering. Wie die Fig.40 und 41 zeigen, wird lediglich die rechte Flanke abgesenkt bzw. die linke angehoben. Maximumsstelle und Halbwertsbreite bleiben nahezu unverändert.

Wesentlich wird die kanalbedingte Verformung für mittlere Gyrationsradien im Bereich $3 \leq \langle r_g \rangle / R_2 \leq 30$, da dann das Maximum der unverformten Verteilung in oder kurz neben den Geschwindigkeitsbereich der Stufe fällt und somit maximumsnahe Teile der Stromverteilung geändert werden. Diese Verformung ist besonders drastisch, wenn das unverformte Maximum kurz hinter dem steilsten Bereich der Stufe liegt, also bei mittleren Gyrationsradien, die wenig größer als $\langle r_g \rangle / R_2 = 10$ sind. Wie die Fig. 43 - 45 zeigen, wird in diesem Fall die Stromverteilung deutlich verbeult. Das ist verständlich, da die wesentliche Abnahme der Transmissionsgröße kurz vor dem unverformten Maximum bereits vorbei ist und sich dieses Maximum somit anschließend noch ganz oder zumindest teilweise durchsetzen kann. Interessant ist, daß die kanalbedingte Schulter mit wachsender Beschleunigungsspannung quasi "durch die verformte Verteilung von links nach rechts hindurchwandert" (Fig. 43 - 45). Hierbei spielt zum einen die erwähnte Aufsteilung der unverformten Verteilung eine Rolle. Zum andern liegt es daran, daß die Stufe der Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ in einer $(v^2-v_S^2)$-Skala ortsfest ist, während sich der Maximumsort auch in dieser Skala mit wachsender Beschleunigung zu kleineren Werten verlagert (vgl. Gl. (38) und (39)). Deutliche Schultern, wie sie in den Fig. 42 - 44 für einen mittleren Gyrationsradius von









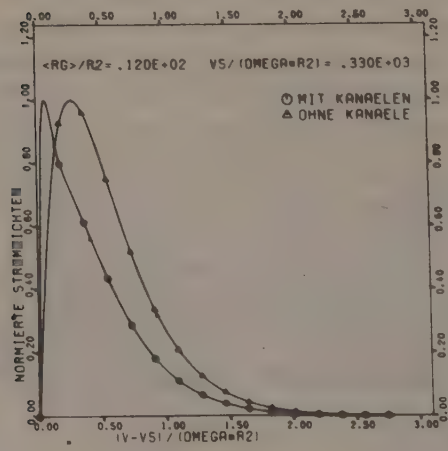


Fig. 40 - 44

Errechnete Stromverteilungen mi
und ohne Kanaleinfluß bei unter
schiedlichen mittleren Gyration
radien $\langle RG \rangle$ und Beschleunigungs
spannungen ($VS = \sqrt{2qU/m}$)

$\langle r_g \rangle / R_2 = 12$ zu sehen sind, finden sich nur in dem recht engen Bereich des Gyrationsradius $10 \leq \langle r_g \rangle / R_2 \leq 16$, den wir als Schulterbereich bezeichnen wollen.

Da die Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ mit steigender Geschwindigkeit monoton sinkt, verlagert sich das Maximum der Stromverteilung durch den Kanaleinfluß stets nach links zu kleineren Geschwindigkeiten hin. Die Halbwertsbreite wird jedoch trotzdem bisweilen vergrößert (Fig. 42). Wie schon das Auftauchen der Schulter, ist auch eine Verbreiterung nur dann zu beobachten, wenn das unverformte Maximum kurz hinter dem steilsten Stufenstück liegt. In diesem Fall wird die Verteilung links vom Maximum relativ zum Bereich auf der rechten Seite so stark erhöht, daß eine rechtsseitige Verschmälerung der Stromverteilung durch eine linksseitige Verbreiterung überkompensiert werden kann. Mit steigender Beschleunigungsspannung wird diese Überkompensation jedoch wegen des steiler werdenden Anstiegs zum Maximum immer schwieriger und die Vergrößerung der Halbwertsbreite geht fast stets in eine Verkleinerung über (Fig.44). Eine genauere Darstellung der Breitenänderungen findet noch in Abschnitt 2.2.2 statt, wo die Möglichkeit einer Temperaturbestimmung aus der Halbwertsbreite erörtert wird.

2. Möglichkeiten zur Bestimmung der Temperatur aus einer Stromverteilung

Der verformende Einfluß des Extraktionskanals ermöglicht bisweilen eine grobe Temperaturbestimmung durch "einfaches Anschauen" der Stromverteilung. Taucht nämlich die für die zweistufige Kanalgeometrie charakteristische Schulter in der Nähe des Verteilungsmaximums auf, so liegt - wie gerade erörtert - die Größe des mittleren Gyrationsradius und damit der thermischen Geschwindigkeit bereits einigermaßen fest. Für eine genauere und allgemein verwendbare Temperaturbestimmung reicht die Betrachtung einer möglichen Schulter allerdings nicht aus.

2.1 Temperaturbestimmung aus dem exponentiellen Abfall

Die wohl nächstliegende Möglichkeit unter der Annahme einer ur-

sprünglich maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung aus einer Stromverteilung die Temperatur zu bestimmen, ist die Vermessung des exponentiellen Abfalls zu hohen Geschwindigkeiten hin. Bei dieser Möglichkeit der Temperaturbestimmung braucht man sich weder um den genauen Wert der Beschleunigungspannung noch um den Kanaleinfluß kümmern (vgl. Gl. (36)). Dies gilt zumindest, wenn man nur den Geschwindigkeitsbereich jenseits der Stufe von $(I_{aus}/I_{ein})_u$ untersucht.

Diese durch den Kanaleinfluß notwendige Einschränkung bedeutet allerdings, daß u.U. nur weit vom Maximum entfernte Teile der Stromverteilung zur Auswertung herangezogen werden dürfen. Dort sind die gemessenen Ströme klein gegen den Wert am Maximum und sonst vernachlässigbare Stromverfälschungen, wie z.B. durch geringfügige Ströme benachbarter Ionenarten oder auch von Sekundärelektronen können zu empfindlichen Fehlbestimmungen der Temperatur führen.

2.2 Temperaturbestimmung aus der Maximumsstelle

Als weitere Möglichkeit zur Temperaturbestimmung kommt die Auswertung des Abstandes zwischen Maximumsstelle v_{Max} und Einsatzstelle der Verteilung bei v_S in Betracht (siehe Gl. (38) und (39)). Da allerdings jeder Analysator ein nur endliches Auflösungsvermögen besitzt, wird die theoretische Einsatzstelle bei einer Messung verwischt. Der Abstand $v_{Max} - v_S$ kann daher nicht direkt aus der gemessenen Stromverteilung entnommen werden. Die Maximumsstelle v_{Max} muß aus der Verteilung, die Spannungsgeschwindigkeit v_S aus der angelegten Beschleunigungsspannung bestimmt werden. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die exakte Bestimmung eines Maximumsortes stets problematisch ist und daß eventuelle Unsicherheiten bei der Kalibrierung des Analysators in die Bestimmung von v_S eingehen. Bei der anschließenden Differenzbildung können aber selbst kleine Fehler der einzelnen Größen zu einem beträchtlichen relativen Fehler führen. Dies gilt insbesondere dann, wenn die Beschleunigungsspannung groß gegen die Temperatur ist, die Differenz $v_{Max} - v_S$ also klein gegen die Spannungsgeschwindigkeit v_S. Erschwerend kommt der Einfluß des Extraktionskanals hinzu, der den

Abstand $v_{Max} - v_S$ z.T. noch erheblich verringert (Fig. (44)). Eine Temperaturbestimmung aus dem Maximumsabstand $v_{Max} - v_S$ ist, wie diese Überlegungen zeigen, bereits prinzipiell mit recht grossen Fehlerquellen belastet

2.3 Temperaturbestimmung aus der Halbwertsbreite

Eine meßtechnisch problemlose und daher von uns benutzte Möglichkeit ist die Bestimmung der Temperatur aus der Halbwertsbreite der Stromverteilung. Sie kann ohne Verfolgung der Flanken aus der Meßkurve entnommen werden. Geringfügige Ströme anderer Ionenarten oder von Sekundärelektronen haben kaum Einfluß. Auch hierbei muß allerdings der Einfluß von Beschleunigungsspannung und Extraktionskanal berücksichtigt werden.

2.3.1 Auswertung der Halbwertsbreite bei fehlendem Kanal

Sieht man zunächst vom Kanaleinfluß ab, so ist die Auswertung der Halbwertsbreite recht einfach. Die relative Halbwertsbreite $\Delta v/v_S$ hängt dann nur vom Verhältnis aus thermischer Geschwindigkeit v_t und Spannungsgeschwindigkeit v_S ab bzw. vom Verhältnis aus Temperaur und Beschleunigungsspannung ($kT/(qU) = v_t^2/v_S^2$). Diese Abhängigkeit ist in Fig. 45 dargestellt. In der doppello-

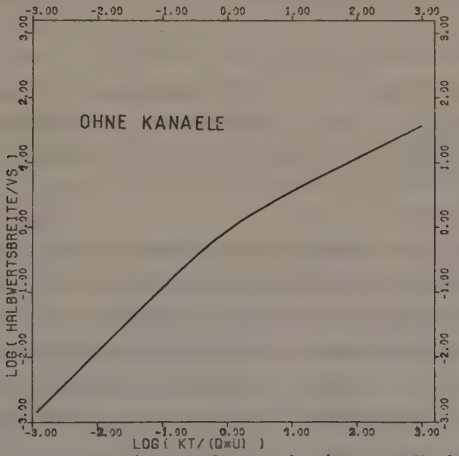


Fig. 45 Abhängigkeit der relativen Halbwertsbreite vom Verhältnis aus Temperatur und Spannung bei einer Stromverteilung, die ohne Kanaleinfluß aus einer beschleunigten Maxwellverteilung folgt.

garithmischen Darstellung ist deutlich der Übergang des funktionalen Zusammenhangs $\Delta\nu/\nu_S \sim \sqrt{kT/(qU)}$ bei kleinen Beschleunigungsspannungen zu $\Delta\nu/\nu_S \sim kT/(qU)$ bei hohen Spannungen zu sehen, wie er sich auch aus den Gleichungen (38) und (39) ergibt.

Geht man davon aus, daß die Beschleunigungsspannung groß gegen die Temperatur ist ($qU \gg kT$), so gilt gemäß Gl. (39)

$$kT = \frac{1}{1{,}23}\,\frac{\Delta\nu}{\nu_S}\,qU. \qquad (41)$$

2.3.2 Auswertung der Halbwertsbreite unter Berücksichtigung des Extraktionskanals

Durch den Einfluß des Kanals wird die Halbwertsbreite der Stromverteilung geändert. Wir unterscheiden daher im folgenden die Halbwertsbreite $(\Delta\nu)_{o.Kan}$, die man ohne Kanal erhalten würde, von der Halbwertsbreite $(\Delta\nu)_{m.Kan}$, die man durch Messung aus einer kanalbeeinflußten Stromverteilung ermitteln kann. Setzt man diese Breite in Gl. (41) ein, so errechnet man eine scheinbare Temperatur T'

$$kT' = \frac{1}{1{,}23}\,\frac{(\Delta\nu)_{m.Kan}}{\nu_S}\,qU; \quad \frac{kT'}{kT} = \frac{(\Delta\nu)_{m.Kan}}{(\Delta\nu)_{o.Kan}}. \qquad (42)$$

Bei hohen Spannungen U ist das Verhältnis aus scheinbarer und tatsächlicher Temperatur also identisch mit dem Verhältnis der Halbwertsbreiten. Kennt man das Breitenverhältnis, so kann man aus der scheinbaren Temperatur die tatsächliche ermitteln (oder umgekehrt).

Das Verhältnis der Halbwertsbreiten, wie es sich aus den numerisch errechneten Stromverteilungen ergibt, ist in Fig. 46 als Funktion von $kT/(qU)$ für verschiedene Werte des mittleren Gyrationsradius dargestellt. Aus dieser Figur lassen sich nochmals die in Abschnitt 1.4 erörterten Abhängigkeiten der kanalbedingten Breitenänderung vom Gyrationsradius und der Beschleunigungsspannung ablesen. Besonders deutlich wird, wie eine bei kleiner Spannung erhaltene Verbreiterung bei Spannungserhöhung

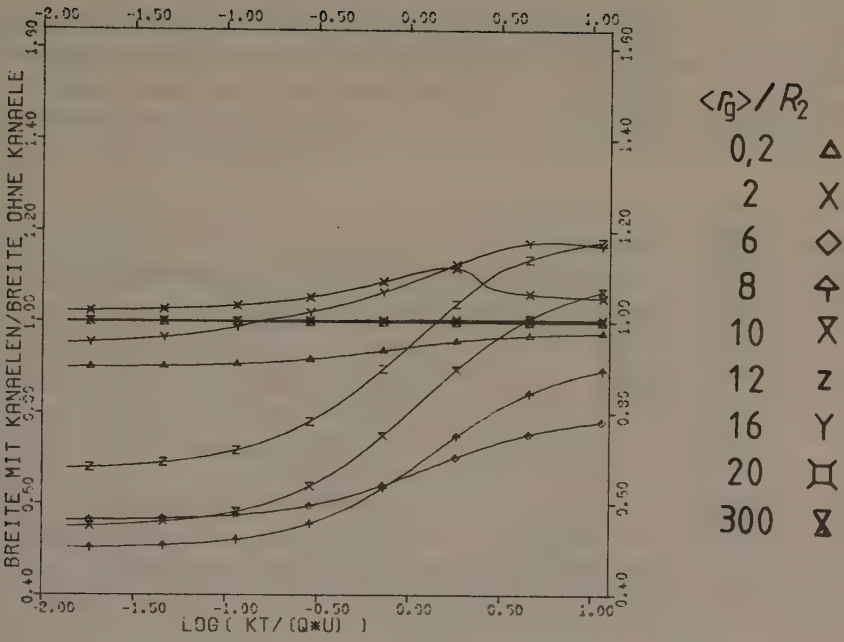


Fig. 46 Kanalbedingte Änderung der Halbwertsbreite in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Temperatur und Spannung bei verschiedenen mittleren Gyrationsradien

fast stets in eine Verschmälerung übergeht (vgl. Fig. 42 - 44).

Wesentlich für die Auswertung der Halbwertsbreite ist, daß alle Kurven zu kleinen $kT/(qU)$-Werten hin einem Grenzwert zustreben. Bei hohen Spannungen ($qU \gtrsim 10\ kT$) ist das Breitenverhältnis also allein vom mittleren Gyrationsradius bestimmt. Diese Abhängigkeit des Breiten- bzw. Temperaturverhältnisses vom Gyrationsradius ist in Fig. 47 durch die strichpunktierte Kurve dargestellt. Zugunsten einer leichteren Benutzbarkeit bei der Auswertung von Messungen haben wir in Fig. 17 auf der Abszisse nicht den mittleren Gyrationsradius selbst, sondern die Größe

$$\frac{A\ kT/eV}{z^2\,(B/kG)^2} = \left(\frac{\langle r_g\rangle/mm}{1{,}28}\right)^2 \qquad (43)$$

aufgetragen. Setzt man in diese Größe nicht die tatsächliche, sondern die scheinbare Temperatur ein, so ändert sich ihr Wert gerade um das Breitenverhältnis. Trägt man das Breiten- bzw. Temperaturverhältnis über diesem scheinbaren Wert auf, so erhält man die in Fig. 47 durchgezogene Kurve. Mit Hilfe dieser Kurve kann man

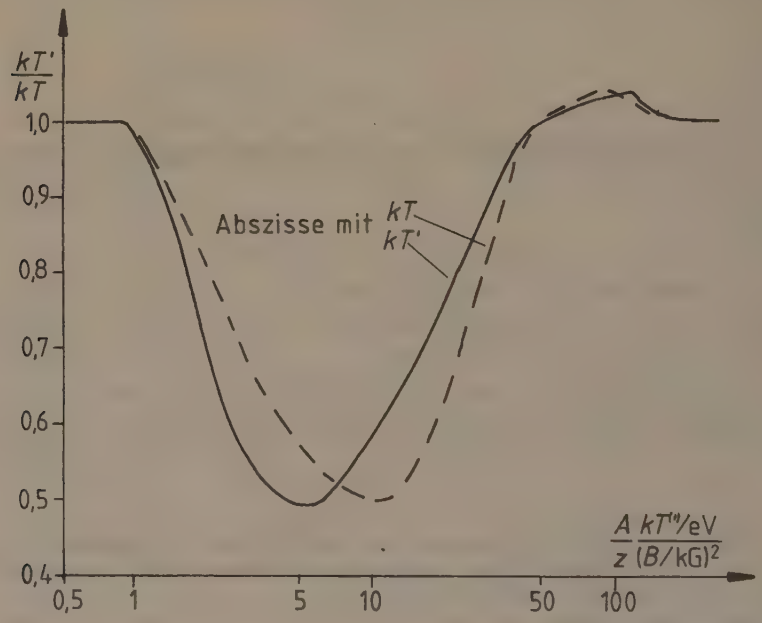


Fig. 47 Abhängigkeit des Verhältnisses aus scheinbarer und tatsächlicher Temperatur vom tatsächlichen bzw. scheinbaren mittleren Gyrationsradius $(A/z^2)(kT/eV)/(B/kG)^2 \sim \langle r_g \rangle^2$ vgl. Gl. (43)

aus der scheinbaren Temperatur T', die man aus der gemessenen Halbwertsbreite gemäß Gl. (42) ermittelt, das Verhältnis aus scheinbarer und tatsächler Temperatur und damit dann die tatsächliche Temperatur T bestimmen.

3. Eingrenzung des sinnvollen Spannungsbereiches bei einer Stromverteilungsmessung mit einem magnetischen Analysator

Eine sinnvolle Auswertung von gemessenen Stromverteilungen

einer bestimmten Ionensorte ist nur dann möglich, wenn sie nicht durch schlechte Auflösung oder aber durch Ströme anderer Ionenarten zu stark verfälscht sind. Diese Bedingungen führen zu einer Eingrenzung des für eine Stromverteilungsmessung sinnvollen Bereiches der Beschleunigungsspannung für die Messung mit einem magnetischen Analysator.

Für eine Abschätzung des sinnvollen Spannungsbereiches gehen wir von einer Stromverteilung aus, wie sie sich aus einer beschleunigten Maxwellverteilung ohne Kanaleinfluß ergibt und nehmen zudem an, daß die Beschleunigungsspannung groß gegen die Temperatur ist ($qU >> kT$). In diesem Fall ist die Halbwertsbreite $\Delta\nu$ der Stromverteilung durch Gleichung (38) gegeben und klein gegen die Spannungsgeschwindigkeit ν_S ($\nu_S = \sqrt{2qU/m}$); die Geschwindigkeit am Maximum der Verteilung ist zudem etwa gleich ν_S.

Wie gut eine Stromverteilung aufgelöst wird, hängt wesentlich vom Verhältnis ihrer Halbwertsbreite $\Delta\nu$ zur Halbwertsbreite $(\Delta\nu)_{Anal.}$ der Analysator-Durchlaßkurve ab. Mit obigen Annahmen wird dieses Verhältnis zu:

$$\frac{\Delta\nu}{(\Delta\nu)_{Anal}} = \frac{\Delta\nu}{\nu_S}\,\frac{1}{(\Delta\nu/\nu)_{Anal}} = 1{,}23\,\frac{kT}{qU}\,\frac{1}{(\Delta\nu/\nu)_{Anal}} \qquad (44)$$

$(\Delta\nu/\nu)_{Anal}$ ist hierin das Auflösungsvermögen des Analysators. Diese Gleichung zeigt, daß bei gegebener Temperatur und Spannung die Auflösung der Stromverteilung mit steigender Ionenladung schlechter wird. Ursache hierfür ist die mit steigender Ladung ebenfalls steigende Beschleunigung, die zu einer Verschmälerung der Stromverteilung führt. Zudem wird nochmals deutlich, daß für eine gute Auflösung die Beschleunigungsspannung klein sein muß (vgl. III.5.4).

Senkt man die Beschleunigungsspannung ab, so sinkt allerdings auch der Abstand der Stromverteilungen (gemäß ihrer q/m-Werte) benachbarter Ionenarten im Vergleich zu ihren Halbwertsbreiten, so daß sich die Verteilungen schließlich überschneiden. Dies ist ersichtlich, wenn man die Halbwertsbreite ΔB_A ($\sim\Delta\nu$) der Stromverteilung von Ionen der Masse m und Ladung q ins Verhältnis setzt zum

Abstand $|B_A - B'_A|$ ihres Maximums bei B_A vom Maximum bei B'_A einer Ionensorte mit Masse m' und Ladung q'. Unter den oben gemachten Annahmen erhält man

$$\frac{\Delta B_A}{|B_A - B'_A|} = \frac{\Delta B_A}{B_A} \frac{B_A}{|B_A - B'_A|} = \frac{\Delta\nu}{\nu_S} \frac{1}{|1 - B'_A/B_A|} = 1{,}23 \frac{kT}{qU} \frac{1}{|1 - \sqrt{\frac{m'}{q'} \frac{q}{m}}|} \qquad (45)$$

Setzt man es als Minimalforderungen für eine sinnvolle Messung an, daß die Halbwertsbreite der untersuchten Stromverteilung mindestens so groß ist wie die Durchlaßbreite des Analysators und daß der Abstand zweier benachbarter Maxima mindestens so groß ist wie die entsprechenden Halbwertsbreiten, so erhält man aus den Gleichungen (44) und (45) die Bedingungen

$$qU < 1{,}23\ kT \frac{1}{(\Delta\nu/\nu)_{Anal}} \qquad (46)$$

und

$$qU > 1{,}23\ kT \frac{1}{|1 - \sqrt{\frac{m'}{q'} \frac{q}{m}}|}. \qquad (47)$$

Zur Berechnung der minimalen Spannung aus Gl. (47) sind für die ungestrichenen Größen m und q die Werte der niedriger geladenen Ionensorte einzusetzen, da sie die breitere Stromverteilung hat.

Durch Gleichsetzen von maximaler und minimaler Beschleunigungsspannung läßt sich ermitteln, wie gut das Auflösungsvermögen des Analysators mindestens sein muß, um die Stromverteilung einer gegebenen Ionensorte hinreichend getrennt von einer benachbarten Ionensorte messen zu können. Dieses Auflösungsvermögen ist unabhängig von der Temperatur der Ionen, soweit beide Ionenarten dieselbe Temperatur besitzen. Will man z.B. die Stromverteilung von Ar^+-Ionen ($A/z = 40$) getrennt von N_2^+-Ionen ($A/z = 28$) messen, so genügt ein Auflösungsvermögen von $(\Delta\nu/\nu)_{Anal} = 15$ %. Zur Messung an Ar^{3+}-Ionen ($A/z = 13{,}3$), die von N^+-Ionen ($A/z = 14$) getrennt werden sollen, ist jedoch bereits ein Auflösungsvermögen von $(\Delta\nu/\nu)_{Anal} = 0{,}93$ % notwendig.

Anders als das notwendige Auflösungsvermögen sind die jeweiligen Minimal- und Maximalspannungen von der Ionentemperatur abhängig.

Legt man eine Ionentemperatur von kT_i = 5 eV und das Auflösungsvermögen unseres Analysators ($(\Delta\nu/\nu)_{Anal}$ = 0,62 %) zugrunde, so ergibt Gl. (46) für Ar^+-Ionen eine Maximalspannung von U = 992 V. Zur Trennung von N_2^+-Ionen ist gemäß Gl. (47) eine Minimalspannung von U = 38 V nötig. Für Ar^{2+}-Ionen, die von H_2O^+-Ionen trennbar sein müssen, verengt sich dieser Bereich auf 120 V ≤ U ≤ 496 V, für Ar^{3+}-Ionen, die von N^+-Ionen getrennt werden sollen, beträgt er nur noch 250 V ≤ U ≤ 330 V. Mit steigender Ladungszahl engt sich der Bereich in der Regel weiter ein, da die Maximalspannung mit steigender Ladung sinkt und sich die Piks bzw. Verteilungen der verschiedenen höher geladenen Ionen immer mehr häufen.

4. Messung der Stromverteilungen

Wie die Überlegungen des vorigen Abschnittes gezeigt haben, ist eine gute Auflösung am leichtesten für einfach geladene Ionen zu erreichen. Schon aus diesem Grunde wurde die Mehrzahl der Stromverteilungsmessungen an Ar^+-Ionen durchgeführt. Die dabei angelegten Beschleunigungsspannungen lagen bei 75 V bis 200 V. Um eine eventuelle Abhängigkeit der Ionentemperatur zu überprüfen, wurden in beschränktem Maße Messungen an zwei- und dreifach geladenen Argonionen durchgeführt. Hierbei lagen die Beschleunigungsspannungen bei ca. 180 V bzw. ca. 280 V.

Hauptsächliches Ziel der Stromverteilungsmessungen war die Ermittlung der Ionentemperatur. Hinzu kommt jedoch die Absicht, die theoretisch anhand der Transmissionsüberlegungen vorhergesagte Verformung der Stromverteilungen (siehe IV.1.4) experimentell zu zeigen und damit eine direkte Bestätigung des Transmissionsmodells zu erhalten. Auch diese Absicht führte zu einer Bevorzugung einfach geladener Argonionen bei den Messungen.

4.1 Nachweis der kanalbedingten Schulter in der Stromverteilung

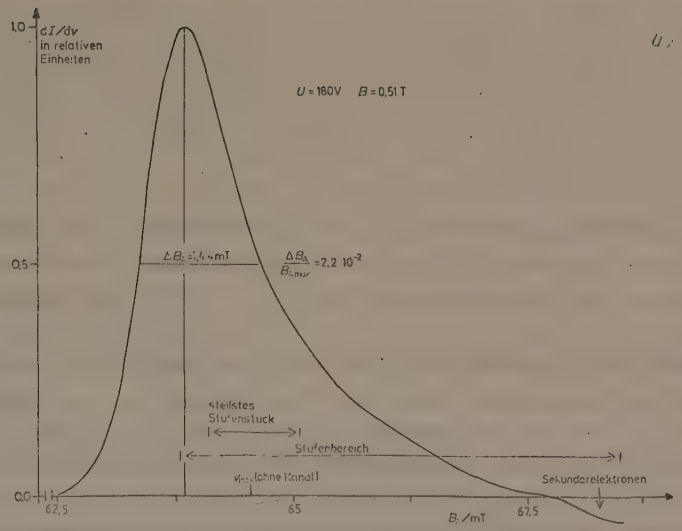
Gemäß unseren Vorüberlegungen und Rechnungen (VI. 1.4) ist eine deutliche Verformung der Stromverteilung nur in einem sehr engen Bereich des mittleren Gyrationsradius von 10 ≤ $\langle r_g \rangle / R_2$ ≤ 16, für den Radius R_2 = 0,5 mm unseres Extraktionskanals also im

Bereich 5 mm ≤ $\langle r_g \rangle$ ≤ 8 mm zu erwarten. Geht man von einer typischen Ionentemperatur von kT = 5 eV aus, so ergibt sich aus Gl. (43), daß bei Argonionen der Ladungszahl z die Induktionsflußdichte B am Kanalort höchstens B = 0,36 T/z betragen darf, wenn eine deutliche Schulterbeobachtet werden soll. Dies war bei höher als einfach geladenen Argonionen nicht zu erreichen, ohne daß das MPIG-Plasma erlosch. Entsprechend dieser Überlegung haben wir z.T. sehr deutlich verbeulte Stromverteilungen nur bei Ar^+-Ionen gefunden, während die von Ar^{2+}- und Ar^{3+}-Ionen stets glatt waren.

In den Fig. 48 und 49 sind zwei gemessene Stromverteilungen von Ar^+-Ionen dargestellt. Die Beschleunigungsspannung betrug bei beiden Messungen U = 180 V, Entladungsdruck und Spannung des plasmaerzeugenden Elektronenstrahls waren ebenfalls identisch. Lediglich die Stärke des magnetischen Spiegelfeldes der MPIG war bei den beiden Messungen unterschiedlich. Bei der Stromverteilung aus Fig. 48 betrug die Induktionsflußdichte am Kanalort B = 0,51 T, bei der in Fig. 49 dargestellten Messung B = 0,35 T. Die bei höherem Induktionsfluß gemessene Kurve zeigt einen glatten Verlauf, während die andere eine deutliche Schulteraufweist. Zu zeigen ist, daß Auftreten bzw. Fehlen der Schulter tatsächlich in Übereinstimmunt mit dem jeweiligen Gyrationsradius ist.

4.2 Temperaturbestimmung aus der Halbwertsbreite

Für die unverbeulte Stromverteilung aus Fig. 48 ergibt sich die relative Halbwertsbreite $\Delta\nu/\nu_S \approx \Delta\nu/\nu_{Max} = 2{,}2 \cdot 10^{-2}$. Hieraus und aus der Beschleunigungsspannung von U = 180 V errechnet sich mit Hilfe von Gl. (42) eine scheinbare Temperatur kT' = 3,2 eV. Anhand der Korrekturkurve in Fig. 47 erhält man daraus und aus der Induktionsflußdichte von B = 0,51 T ein Temperaturverhältnis zwischen scheinbarer und tatsächlicher Temperatur von $kT/(kT')$ = 0,49. Hiermit errechnet sich die tatsächliche Temperatur zu kT = 6,5 eV. Zu dieser Ionentemperatur gehört bei der vorliegenden Induktionsflußdichte ein mittlerer Gyrationsradius von $\langle r_g \rangle$ = 4 mm, der also außerhalb des Schulter-



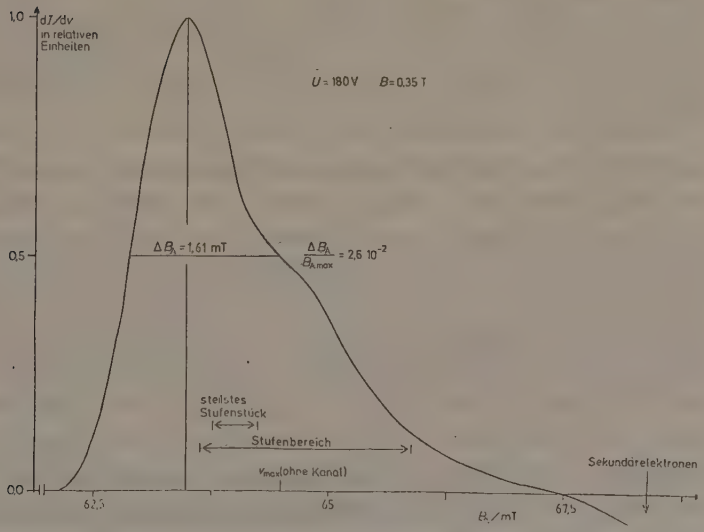


Fig. 48 und 49 Gemessene Stromverteilungen von Ar^+-Ionen

bereiches liegt.

Die gleiche Auswertung führt bei der verformten Kurve zu einer tatsächlichen Temperatur von kT = 5,9 eV, zu der bei der niedrigeren Induktionsflußdichte ein mittlerer Gyrationsradius von $\langle r_g \rangle$ = 5,6 mm gehört. Dieser Wert liegt im theoretisch ermittelten Schulterbereich, die gemessene Verformung ist also auch theoretisch zu erwarten.

Um noch einmal die Ursachen für die Schultern zu veranschaulichen, haben wir in den Fig. 48 und 49 jeweils den Stufenbereich der Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ und dessen steilstes Stück (vgl. VI.1.4,Fig. 39) markiert, deren Lage sich aus Beschleunigungsspannung, Ionenart und Induktionsflußdichte am Kanalort berechnet. Zudem ist das Maximum der unverformten Stromverteilung gekennzeichnet, das sich erst mit zusätzlicher Kenntnis der Temperatur errechnen läßt (siehe Gl. (39)). Es wird deutlich, daß sich bei der verformten Kurve in Fig. 49 das Maximum der unverformten Verteilung kurz hinter dem steilsten Stück $(I_{aus}/I_{ein})_u$ befindet, so daß es sich noch teilweise durchsetzen kann und zu der Schulter führt. In Fig. 48 hingegen liegt dieses Maximum mitten im steilsten Stufenstück und wird daher so stark unterdrückt, daß es keine deutliche Schulter mehr bewirken kann.

Wesentlich ist, daß die gemessenen Stromverteilungen immer nur dann eine deutliche Schulter zeigen, wenn der aus ihnen ermittelte mittlere Gyrationsradius tatsächlich in dem recht kleinen Bereich liegt, in dem auch theoretisch eine deutliche Schulter zu erwarten ist. Unter diesem Gesichtspunkt ist es eine Bestätigung unserer Transmissionsüberlegungen, daß beim Großteil unserer Messungen, der bei höheren Magnetfeldern von $B \approx 0{,}5$ T (vgl. Fig. 48) durchgeführt wurde, keine Schulter beobachtet wurde. Die Möglichkeit, daß die Schulter eine Eigenschaft der Stromverteilung ist, die sie schon vor dem Kanal besitzt und die nicht erst durch die Transmissionseigenschaften des Kanals erzeugt wird, scheidet damit weitgehend aus.

Leider konnten wir das in Abschnitt VI. 1.4.2 erörterte "Wan-

dern der Schulter mit sich ändernder Beschleunigungsspannung (Fig. 42 - 44) an unserem Experiment nicht zeigen. Hierzu wäre es nötig gewesen, die Beschleunigungsspannung bis in den Bereich der Ionentemperatur ($qU \approx kT$) abzusenken. Bei so kleinen Beschleunigungsspannungen wäre jedoch eine Trennung der einzelnen im Strahl vorhandenen Ionenarten nicht mehr möglich gewesen. Wie man der Gl. (45) entnehmen kann, hätten sich die Stromverteilungen fast aller vorhandener Ionenarten überlappt. Ein zweites Massenfilter, mit dem man vor der Stromverteilungsmessung eine einzelne Ionensorte herausfiltern könnte, stand uns leider nicht zur Verfügung.

4.3 Temperaturbestimmung aus dem Abfall zu hohen Geschwindigkeiten

Im Gegensatz zur recht problemlosen Auswertung der Halbwertsbreite konnte der Abfall zu hohen Geschwindigkeiten hin nur bei wenigen gemessenen Stromverteilung sinnvoll durchgeführt werden.

Wie die Fig. 48 und 49 zeigen, tauchen in den rechten Flanken der Verteilungen negative Ströme auf, die auf Elektronen zurückzuführen sind, die von den Ionen an den Blenden des Faradaybechers oder den umgebenden Gefäßwänden ausgelöst werden. Diese Elektronenlinien konnten durch eine Abschirmung des Bechers zwar verringert werden, eine völlige Beseitigung ist jedoch bisher nicht gelungen (vgl. III. 5.3).

Diese Elektronenlinien liegen zwar weit genug in der Flanke der Stromverteilungen, um die generelle Verteilungsform und insbesondere die Halbwertsbreite nicht zu beeinflussen, sie verringern jedoch empfindlich den Verteilungsbereich hinter der Stufe von $(I_{aus}/I_{ein})_u$, in dem ein ungestörter Abfall zu beobachten ist.

In Fig. 50 ist die Stromverteilung der Fig. 49 nochmals in logarithmischer Darstellung wiedergegeben. Es ist zu erkennen, daß der Schulter und dem ungefähren Ende des Stufenbereichs ein kurzes lineares Kurvenstück folgt, bevor die Kurve durch den Elektronenstrom nach unten abknickt.

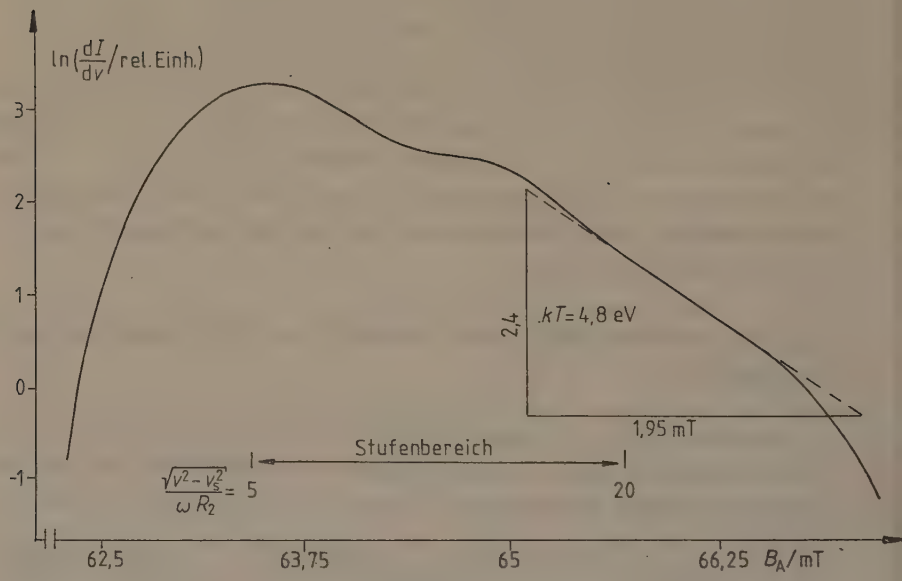


Fig. 50 Halblogarithmische Darstellung der Stromverteilung von Fig. 49

Aus der Steigung des linearen Kurvenstücks erhält man einen Temperaturwert von kT = 4,8 eV, der etwa 18 % unter dem aus der Halbwertsbreite ermittelten Wert von kT = 5,9 eV liegt.

Diese Abweichung läßt sich dadurch erklären, daß die Transmissionsstufe bei ihrem markierten Ende ($\sqrt{v^2 - v_s^2}/(\omega R_2) = 20$) noch nicht völlig vorbei ist (vgl. Fig. 39) und daß der Elektronenstrom bereits vor dem deutlichen Abknicken der Verteilung eine - wenn auch geringe - Stromerniedrigung bewirken dürfte. Beides zusammen verstärkt den Abfall der Stromverteilung, so daß die ermittelte Temperatur zu klein ausfällt.

Unter diesen Bedingungen erscheint uns die Übereinstimmung als hinreichend gut.

4.4 Zusammenfassende Darstellung der ermittelten Temperaturwerte

Um einen möglichst sinnvollen Vergleich mit den Ionentemperaturen zu erhalten, die sich mit Hilfe des Bilanzmodells aus den gemessenen Ladungszustandsverteilungen ergeben, haben wir den Großteil der Stromverteilungsmessungen bei Entladungsparametern durchgeführt, wie sie bei den Messungen der Ladungszustandsverteilungen gewählt worden waren, also bei Elektronenstrahl-Spannungen von ca. 2 kV und Induktionsflußdichten von ca. 0,5 T am Ort des Extraktionskanals. Hinzu kommen einige Messungen bei Elektronenstrahlspannungen bis hinunter zu 1 kV und Induktionsflußdichten bis ca. 0,25 T. Der Entladungsdruck wurde im Bereich zwischen $3 \cdot 10^{-5}$Torr und $6 \cdot 10^{-4}$Torr variiert. In diesem gesamten Parameterbereich zeigte sich keine signifikante Abhängigkeit der Ionentemperatur von einem der äußeren Entladungsparameter. Lediglich ein leichter Anstieg der Ionentemperatur mit sinkendem Neutralgasdruck scheint gegeben. Wir haben daher die erhaltenen Temperaturwerte in Fig. 51 über dem Neutralgasdruck aufgetragen. Die Werte einer einzelnen Meßreihe, bei der sich eine monotone Temperaturerhöhung mit sinkendem Druck ergab, sind dabei mit offenen Kreisen gekennzeichnet. Dieses eindeutige Verhalten war jedoch nicht reproduzierbar. Sämtliche erhaltenen Temperaturwerte liegen in einem Bereich von 3 eV $\leq kT \leq$ 7 eV, wobei die höchsten Werte allerdings nur bei niedrigem Druck auf-

treten.

Eine Abhängigkeit der Ionentemperatur vom Ladungszustand der Argonionen wurde ebenfalls nicht beobachtet. Die Stromverteilungen von Ar^{2+}- und Ar^{3+}-Ionen ergaben Temperaturen im gleichen Bereich wie für Ar^{+}-Ionen.

5. Vergleich mit den aus Ladungszustandsverteilungen gewonnenen Ionentemperaturen

Zusätzlich zu den Ionentemperaturen, die wir aus den Stromverteilungen ermittelt haben, sind in Fig. 51 auch die Temperaturwerte eingezeichnet, die sich mit Hilfe des Bilanzmodells aus den Ladungszustandsverteilungen ergeben. Die Schwankungsbreite dieser Werte ist größer, was aber angesichts des sehr indirekten Verfahrens bei ihrer Bestimmung nicht verwundern kann. Ihre Größenordnung jedoch wird durch die Stromverteilungsmessungen gut bestätigt.

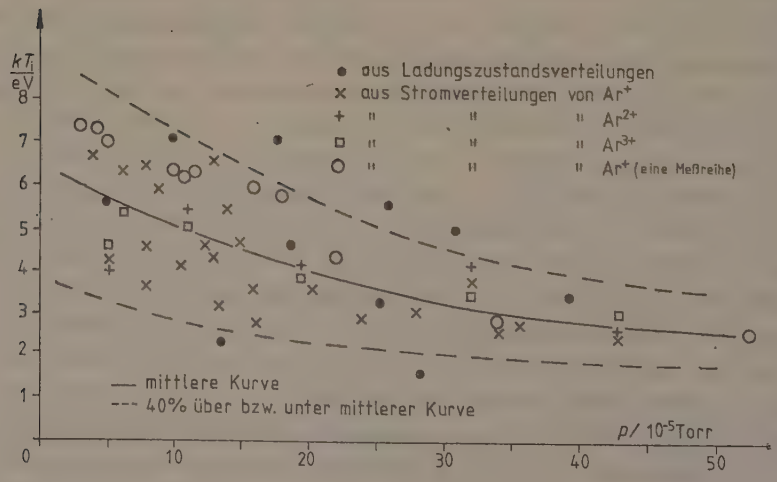


Fig. 51 Vergleich der aus Stromverteilungen und Ladungszustandsverteilungen ermittelten Ionentemperaturen

VII. Zusammenfassung

Anhand von Bilanzrechnungen wurde die Abhängigkeit der Ladungszustandsverteilung in einem Plasma von den Plasmaparametern und insbesondere der Einfluß von umladenden Stößen auf diese Verteilung untersucht. Ladungszustandsverteilungen wurden gemessen durch Extraktion und massenspektrometrische Untersuchung von Ionen aus dem Plasma der sogenannten MPIG. Diese gemessenen Verteilungen wurden mit denen der Rechnung verglichen und aus einem hierbei gezeigten Umladungseinfluß die Temperatur der Ionen bestimmt. Diese Ionentemperatur wurde bestätigt zum einen anhand der Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals, zum zweiten durch Messungen der Geschwindigkeitsverteilung des extrahierten Ionenstroms. Diese Messungen, die mit einem üblicherweise als Massenanalysator verwendeten magnetischen Analysator durchgeführt wurden, bestätigten zudem das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Transmissionsmodell für Kanäle im magnetischen Feld. Im einzelnen lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen:

1. Die Bilanzrechnungen zeigen, daß die Ladungszustandsverteilung vor allem durch das Produkt $n_{eh}\tau$ aus der Dichte n_{eh} ionisierungsfähiger Elektronen und der Einschlußzeit τ bestimmt wird. Umladende Stöße haben trotz ihrer im Vergleich zur Elektronenstoßionisierung sehr großen Wirkungsquerschnitte und ebenfalls hohen Ratenkoeffizienten nur dann merklichen Einfluß auf die Ladungszustandsverteilung, wenn die Ionentemperatur sehr hoch, teilweise bedeutend höher als die Elektronentemperatur, ist oder aber wenn die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in der Art von einer Maxwellverteilung abweicht, daß nur ein kleiner Teil der Elektronen heiß genug ist, um ionisieren zu können, während der überwiegende Rest so kalt ist, daß er nicht zur Ionisierung beiträgt.

   Ist diese Bedingung erfüllt, so führen umladende Stöße zu einer stärkeren Ausprägung des Maximums der Ladungszustandsverteilung. Die Dichten in seiner Umgebung steigen durch Umladungsgewinne. Höhere Ladungszustände werden dagegen entvölkert, und zwar um so stärker, je größer die Ladungszahl ist.

Der Ionisierungsgrad eines Plasmas nimmt durch umladende Stöße zu.

2. Die auf der Achse des magnetischen Spiegelfeldes der sogenannten MPIG extrahierten Ionenströme ergeben Ladungszustandsverteilungen, die bei höheren Ladungszuständen ($z \geq 3$) um nicht ganz eine Zehnerpotenz pro Ladungszahl abfallen. Dies entspricht den Verhältnissen der Ratenkoeffizienten für Direktionisierung bei Elektronentemperaturen von einigen bis etlichen keV. Das Verhältnis zwischen zwei- und einfach geladenen Ionen steigt jedoch mit sinkendem Neutralgasdruck an und zeigt den beginnenden Einfluß von Stufenionisierung. Die Einschlußbedingungen des Plasmas sind demnach an der Grenze zu einer effektiven Erzeugung hochgeladener Ionen durch Stufenionisierung.

3. Der Vergleich der gemessenen Ladungszustandsverteilungen mit denen der Bilanzrechnung durch Anpassung des Modells zeigt sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und errechneten Verteilungen für Ladungszustände $z \geq 2$. Die mittlere Abweichung liegt dort bei ca. 3 %. Der gemessene Anteil einfach geladener Ionen erscheint jedoch im Vergleich zum Modell zunächst um bis zu einem Faktor von ca. 3 zu klein. Die durch die Anpassung gewonnenen Modellparameter ergeben folgendes Bild des MPIG-Plasmas:

   Das Verhältnis n_o/n_e aus Neutralendichte und Elektronendichte liegt unter 1, das Plasma ist also hochionisiert. Nur ein geringer Teil der gesamten Elektronen ist aufgeheizt auf Energien von einigen keV. Der Rest ist so kalt, daß er nicht merklich zur Ionisierung beiträgt. Die Ionentemperatur liegt im Bereich einiger eV. Die Ergebnisse bez. der Energieverteilung der Elektronen sind in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen.

4. Eine erste Bestätigung der Ionentemperatur ergibt sich aus den systematisch zu klein erscheinenden gemessenen Strömen einfach geladener Ionen im Zusammenhang mit den Transmissionseigenschaften des Extraktionskanals, wie sie aus dem im Anhang dargestellten Transmissionsmodell folgen. Hiernach ist die Transmission

eine monoton sinkende Funktion des Gyrationsradius bzw. mittleren Gyrationsradius und zeigt wegen der stufenförmigen Geometrie des Extraktionskanals ebenfalls ein Stufenverhalten. Legt man die durch den Vergleich gemessener und errechneter Ladungszustandsverteilungen gewonnene Ionentemperatur der Ermittlung der mittleren Gyrationsradien zugrunde und korrigiert die gemessene Ladungszustandsverteilung mit den erhaltenen Transmissionswerten, so stimmt die gemessene Ladungszustandsverteilung auch für einfach geladene Ionen mit der angepaßten Modellverteilung überein.

5. Durch die bislang zumindest unübliche Verwendung eines magnetischen Analysators als Geschwindigkeitsfilter lassen sich Geschwindigkeitsverteilungen getrennt nach Ionensorten messen, ohne daß ein zweiter Massen- oder Geschwindigkeitsanalysator nötig wäre.

   Die Anwendung unseres Transmissionsmodells auf Geschwindigkeitsverteilungen dI/dv des Stromes (oben zur Abgrenzung Stromverteilung genannt), wie sie aus einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung dn/dv am Eingang des Extraktionskanals folgen, ergibt eine Verringerung der Verteilungsbreite und begrenzt auf einen engen Bereich des mittleren Gyrationsradius eine für den gestuften Kanal charakteristische und deutlich schulterartige Verformung.

   Die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen zeigen in Übereinstimmung mit diesen Voraussagen z.T. diese charakteristische Verformung und bestätigen damit direkt das Transmissionsmodell. Aus den Halbwertsbreiten ergeben sich Ionentemperaturen im Bereich $2\ \text{eV} \leq kT_i \leq 7\ \text{eV}$ mit leicht steigender Tendenz bei sinkendem Neutralgasdruck. Bei den untersuchten Ionenarten Ar^+, Ar^{2+} und Ar^{3+} ergibt sich kein Anzeichen für eine Abhängigkeit der Temperatur von der Ladungszahl.

Die gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und errechneten Ladungszustandsverteilung, die nach der Transmissionskorrektur auch für einfach geladene Ionen gegeben ist und die doppelte Bestätigung der über den Umladungseinfluß aus dem Vergleich gewonnenen

Ionentemperatur führen zu dem Schluß, daß die Bilanzrechnungen die Ladungszustandsverteilungen des MPIG-Plasmas richtig beschreiben können. Dies gilt insbesondere für den Einfluß umladender Stöße.

In dieser Arbeit wurde davon ausgegangen, daß die Ladungszustandsverteilung im Innern des Plasmas mit der im extrahierten Ionenstrahl übereinstimmt. Die gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung kann hierfür als Bestätigung angesehen werden. Dennoch ist es wünschenswert, diesen Punkt in weiteren Experimenten zu untersuchen. Die Messung der Verteilung im Plasmainnern könnte dabei z.B. durch spektroskopische Untersuchung der optischen Ionenlinien erfolgen.

Von weiterem Interesse ist die Frage, ob und inwieweit die bei den Modellrechnungen vernachlässigten Transferionisationsprozesse auf die Ladungszustandsverteilung wesentlichen Einfluß nehmen, wenn die Ionentemperaturen über denen unseres Experimentes liegen. Diese Prozesse können ebenso wie die von Elektronenstoßionisationen von Ionen über mehr als eine Stufe hinweg problemlos in den entwickelten Computercode für die Bilanzrechnung eingebaut werden, sobald ihre Wirkungsquerschnitte hinreichend bekannt sind.

Literaturangaben

[1] F.J. Heer in: Atomic and Molecular Processes in Controlled Fudion, eds M.R.C. McDowell, A.M. Ferendeci; Plenum Press NY (1980) 351

[2] H. Postman; Phys. Letters 31 A (1970) 196

[3] R. Geller; IEEE Trans.NS-23 (1976) 904

[4] K. Bernhardi, G. Fuchs, M.A. Goldmann, H.C. Herbert, D. Obermann, W. Walcher, K. Wiesemann; Plasma Phys. 18 (1976) 77

[5] G. Fuchs; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1972) 160

[6] A. Müller, H. Klinger, E. Salzborn; Nucl. Instr. Meth. 140 (1977) 181

[7] N. Teraura, H. Tamagawa; Proc. 3rd Symp. on Ion Sources and Application Technology, Kyoto (1979) 21

[8] S. Bliman, N. Chan-Tung; J. of Plasma Phys. 8 (1979)

[9] Y. Jongen; Internal Report nº LC-800R, Louvain-la-Neuve (1980)

[10] H. Klinger, A. Müller, E. Salzborn; J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 8 (1975) 230

[11] B. Huber; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1975)

[12] G. Steigmann; Astroph. J. 199 (1975) 642

[13] G. Fuchs, H.C. Herbert, K. Wiesemann; Proc. XII ICPIG Eindhoven 1975 contr. papers p. 279, Amsterdam (1975)

[14] H.C. Herbert; Dissertation, Philipps-Universität Marburg (1976)

[15] K. Bernhardi; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1980)

[16] U. Greb; Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1982)

[17] H.S.W. Massey, H.B. Gilbody; Electronic and Ionic Impact Phenomena Vol. 4, Oxford 1974

[18] A. Niehaus, M.W. Ruf; J. Phys. B 11 (1978) 2719

[19] H.J. Kahlert; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1983)

[20] B. Schram; Physica 32 (1966) 197

[21] M.J. van der Wiel, Th. M.El-Sherbini, L. Vriens; Physica 42 (1969) 411

[22] W. Lotz; Zeitschrift für Physik 216 (1968) 241

[23] A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, H. Klein, H. Winter; J. Phys. B 13 (1980) 1877

[24] J.R. Pierce; Theory and Design of Electron Beams, New York (1954)

[25] R. Hechtel; A.E.U. 10 (1956) 535

[26] P. Boldyreff; Laborbericht Marburg (1960)

[27] G. Brewer in: A. Septier, Focusing of Charged Particles Vol. II, New York (1967)

[28] E. Harbing, F.H. Read; Electrostatic Lenses, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1976)

[29] M.H. Engel; Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 278

[30] W. Ploch, W. Walcher; Z. Physik 127 (1950) 274

[31] A.W. Trivelpiece, R.W. Gould; J. Appl. Phys. 30 (1959) 1784

[32] V.G. Avarin, V.N. Bezmel'mitsyn; Soviet Phys. - Techn. Phys. 16 (1971) 396

[33] Jungwirth et al.; Plasma Phys. 14 (1972) 339

[34] G. Medicus; J. Applied Phys. 32 (1961) 2512

[35] K. Wiesemann; J. Phys. E: Sci. Instrum. 14 (1981) 1404

[36] J. Hesse, K. Wiesemann; Verhandlungen DPG 4 (1982) 533

[37] V.E. Golant: Sov. Phys. USPEKHI 6 (1963) 161

[38] L. Spitzer; Physics of Fully Ionized Gases, New York (1956)

[39] A. R. Striganov, N.S. Sventitskii: Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms; Plenum Press, New York (1968)

Anhang A

Transmission zylindrischer Kanäle im Magnetfeld

Inhaltsangabe Anhang A

1. Einfluß eines Extraktionskanals auf extrahierte Ströme A1

2. Transmission eines zylindrischen Kanals im achsenparallelen Magnetfeld A1

2.1 Transmission bei festen Teilchengeschwindigkeiten A2

2.1.1 Durchflugzeit größer als Gyrationszeit (langer Kanal) A3

2.1.2 Durchflugzeit kleiner als Gyrationszeit A4

2.1.2.1 Gyrationsradius kleiner als Kanalradius A5

2.1.2.2 Gyrationsradius größer als Kanalradius A6

2.1.2.3 Transmission ohne Magnetfeld A7

2.2 Transmission bei einer Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen A9

2.2.1 Änderung der Geschwindigkeitsverteilung durch den Kanal A9

2.2.2 Transmission im Fall einer Maxwellverteilung A10

2.3 Einfluß von Masse und Ladung auf die Transmission A13

3. Transmission im Fall zweier Kanäle A14

3.1 Grundüberlegungen A15

3.2 Transmission eines langen Kanals mit einer kleinen Lochblende A17

4. Transmission der Kanalkombination des MPIG-Experimentes A18

1. Einfluß eines Extraktionskanals auf extrahierte Ströme

Bei jeder Extraktion von Ionen aus einem Laborplasma müssen diese einen Kanal in der Gefäßwand durchfliegen. Es ist bekannt, daß die Länge eines solchen Kanals klein gegen die Wurzel aus seiner Querschnittsfläche sein sollte, um möglichst geringe Verfälschungen der extrahierten Ströme zu bewirken [z.B. 36]. Diese Bedingung kann jedoch nicht bei jedem Experiment erfüllt werden. Dann trifft ein Teil der Ionen die Kanalwand und geht verloren.

Die Transmission, d. h. das Verhältnis von Strom am Kanalende I_{aus} zum in den Kanal eintretenden Strom I_{ein}, ist abhängig von der Kanalgeometrie, der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen am Kanalanfang und von evtl. auftretenden elektrischen und magnetischen Feldern. Sind solche Felder im Kanal vorhanden, so kommt eine Abhängigkeit von Masse und Ladung der Ionen hinzu, da durch sie die jeweiligen Beschleunigungen mitbestimmt werden.

2. Transmission eines zylindrischen Kanals im achsenparallelen Magnetfeld

Im Folgenden wird die Transmission I_{aus}/I_{ein} eines zylindrischen Kanals des Radius R und der Länge L berechnet. Wir machen dabei folgende Annahmen:

Ein homogenes Magnetfeld der Induktionsflußdichte B verläuft parallel zur Kanalachse (der Fall $B = 0$ entspricht dem Grenzübergang: Gyrationsradius $\to \infty$). Ein elektrisches Feld sei im Kanal nicht vorhanden. Am Kanalanfang ist die Dichte der Ionen ortsunabhängig und die Phasen der Gyrationsbewegung sind gleichverteilt.

Wie in Fig.A1 demonstriert ist, spielt in Anwesenheit eines achsenparallelen Magnetfeldes der Gyrationsradius eine wesentliche Rolle. Teilchen mit kleinen Gyrationsradien können den Magnetfeldlinien folgend auch lange Kanäle passieren, während Teilchen mit großen Gyrationsradien die Kanalwand treffen und verlorengehen.

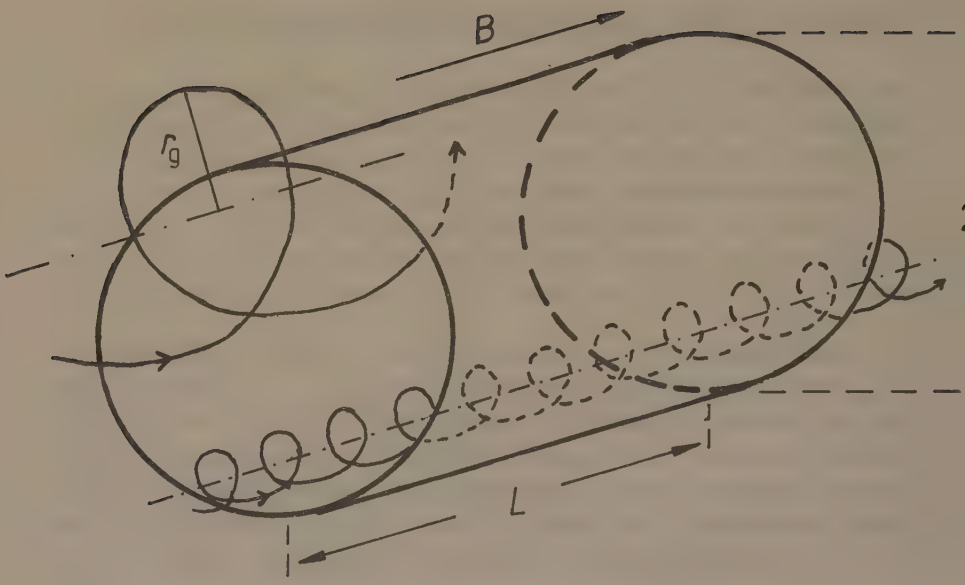


Fig. 1

In einem ersten Schritt ermitteln wir die Transmission I_{aus}/I_{ein} für den Fall fester Geschwindigkeiten parallel ($v_\parallel$) und senkrecht ($v_\perp$) zur Kanalachse. In einem zweiten Schritt berücksichtigen wir eine maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung.

2.1 Transmission bei festen Teilchengeschwindigkeiten

Es erweist sich als sinnvoll, eine Fallunterscheidung vorzunehmen je nach Größe des Gyrationsradius r_g verglichen mit dem Kanalradius und der Durchflugzeit $L/v_\parallel$ verglichen mit der Gyrationszeit $2\pi/\omega$ (ω = Gyrationskreisfrequenz). In Fig.A2 sind die entsprechenden Bereiche gemäß ihrer Unterteilung in den folgenden Abschnitten in einem $v_\parallel/(\omega L)$ - $r_g/R (= v_\perp/(\omega R))$ Diagramm dargestellt.

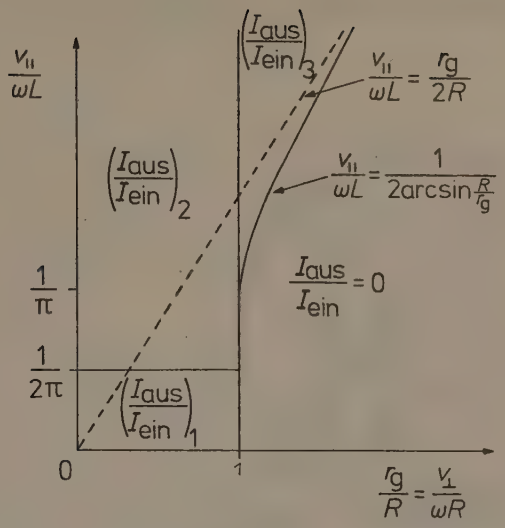


Fig. A2 Transmissionsbereiche

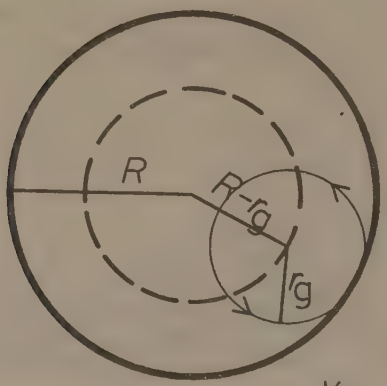
2.1.1 Durchflugzeit größer als Gyrationszeit (lange Kanäle)

Ist die Durchflugzeit der Teilchen größer als die Gyrationszeit, gilt also $v_{\parallel}/(\omega L) \leq 1/(2\pi)$, so erreicht ein Teilchen dann und nur dann das Kanalende, wenn sein Gyrationskreis (Projektion der Gyrationsbewegung auf die Eintrittsebene) innerhalb der Kanalöffnung liegt.

Ist der Gyrationsradius größer als der Kanalradius ($r_g > R$), so ist dies nie erfüllt. Die entsprechende Transmission ist also Null. Im Fall $r_g \leq R$ passieren alle diejenigen Teilchen den Kanal, bei denen für den Abstand r zwischen Führungszentrum und Kanalachse die Beziehung $r \leq R - r_g$ gilt. Die effektive Kanalfläche ist für solche Teilchen $\pi(R-r_g)^2$ (vgl. Fig. A3). Als Transmission ergibt sich also:

$$\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_1 = \frac{\pi(R-r_g)^2}{\pi R^2}\,\Theta(R-r_g) = \left(1-\frac{r_g}{R}\right)^2\Theta(R-r_g), \qquad \text{(A1)}$$

wobei ϑ die Heaviside-Funktion ist, die bei positivem Argument gleich 1 ist und für negative Argumente verschwindet.



$$\frac{v_{\parallel}}{\omega L} \leq \frac{1}{2\pi}$$

Fig. A3

2.1.2 Durchflugzeit kleiner als Gyrationszeit

Ist die Durchflugzeit kleiner als die Gyrationszeit $(v_{\parallel}/(\omega L) \geq 1/(2\pi)$ so kann auch ein Teil der Teilchen den Kanal passieren, deren Führungszentren im Bereich $|R-r_g| \leq r \leq R+r_g$ liegen, deren Gyrationskreise also die Kanalöffnung schneiden. In Fig. A4 sind die Kanalöffnung und eine projizierte Teilchenbahn für einen solchen Fall dargestellt. Der Winkelbereich des Gyrationskreises, der innerhalb der Kanalöffnung liegt, beträgt $2\alpha = 2\arccos(r_g^2+r^2-R^2)/(2rr$ Während des Durchfluges legen die Teilchen den Winkel $2\gamma = L\omega/v_{\parallel}$ zurück. Ist der "freie" Winkelbereich 2α größer als der Durchflugwinkel 2γ, so kann das Teilchen in einem Winkelbereich der Größe $2\alpha-2\gamma$ in den Kanal eintreten, ohne beim Durchflug die Kanalwand zu treffen. Da die Gyrationsphasen als gleichverteilt angenommen werden, gelangt also der Anteil $(\alpha-\gamma)/\pi$ der Teilchen ohne Wandstoß

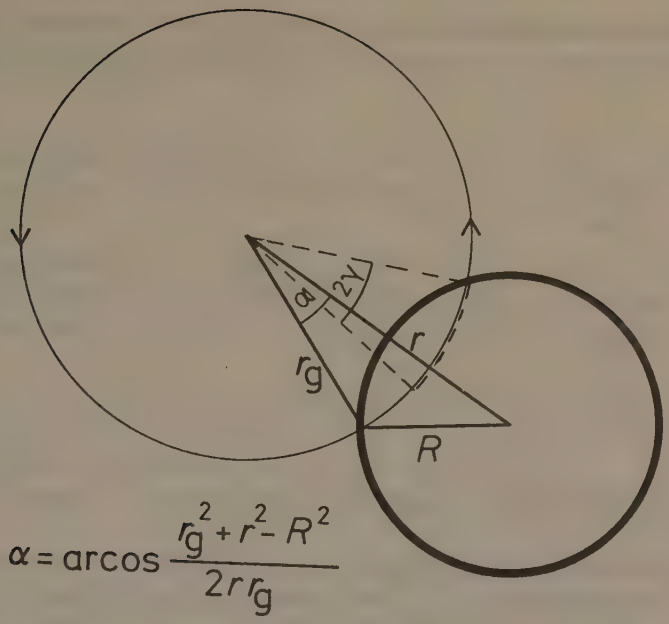


Fig. A4

zum Kanalende. Als Transmission ergibt sich somit:

$$\frac{I_{aus}}{I_{ein}} = \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_1 + \frac{1}{\pi R^2} \int_{G_u}^{G_o} \frac{\alpha-\gamma}{\pi} 2\pi r dr \qquad (A2)$$

$$= \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_1 + \frac{2}{\pi R^2} \int_{G_u}^{G_o} \left(\arccos \frac{r_g^2 + r^2 - R^2}{2 r r_g} - \frac{L}{v_{\parallel}}\omega\right) r dr$$

Das Integral ist innerhalb der Grenzen $|R-r_g|$ und $R+r_g$ über den Bereich zu erstrecken in dem $\alpha-\gamma \geq 0$ gilt. (Aus dieser Bedingung ergeben sich die Grenzen G_u bzw. G_o des Integrals, s. S. A6).

2.1.2.1 Gyrationsradius kleiner als Kanalradius

Ist der Gyrationsradius kleiner als der Kanalradius, so ergeben

sich aus der Bedingung $\alpha-\gamma \geq 0$ die Grenzen des Integrals in (A2) zu $G_u = R-r_g$ und $G_o = r_g\cos\gamma+\sqrt{R^2-r_g^2\sin^2\gamma}$. Die Integration führt zu:

$$\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_2 = 1 - \frac{1}{\pi}\left[\frac{r_g}{R}\sin\gamma\left(\frac{r_g}{R}\cos\gamma + \sqrt{1 - \left(\frac{r_g}{R}\sin\gamma\right)^2}\right)\right.$$

$$\left. + \arcsin\left(\frac{r_g}{R}\sin\gamma\right) + \gamma - \gamma\left(1-\frac{r_g}{R}\right)^2\right] \quad \text{(A3)}$$

(für $\frac{1}{2\gamma} = \frac{v_u}{\omega L} \geq \frac{1}{2\pi}, r_g \leq R$)

2.1.2.2 Gyrationsradius größer als Kanalradius

Ist der Gyrationsradius größer als der Kanalradius, so ergeben sich aus der Bedingung $\alpha - \gamma \geq 0$ die Grenzen: $G_u = r_g\cos\gamma - \sqrt{R^2-r_g^2\sin^2\gamma}$ und $G_o = r_g\cos\gamma + \sqrt{R^2-r_g^2\sin^2\gamma}$. Damit berechnet sich die Transmission zu:

$$\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_3 = 1 - \frac{2}{\pi}\left[\arcsin\left(\frac{r_g}{R}\sin\gamma\right) - \frac{r_g}{R}\sin\gamma\sqrt{1-\left(\frac{r_g}{R}\sin\gamma\right)^2}\right] \text{(A}$$

(für $\frac{1}{2\gamma} = \frac{v_u}{\omega L} \geq \frac{1}{2\pi}$, $r_g \geq R$)

Der Ausdruck in Gl. (A4) ist nur dann physikalisch sinnvoll, wenn das Argument der Wurzel positiv ist. Ist das Argument negativ, gilt also $(r_g/R)\sin\gamma > 1$, so ist die Transmission Null. Daraus ergibt sich die in Fig. A2 eingezeichnete Grenzkurve $\frac{v_u}{\omega L} = \frac{1}{2}\frac{1}{\arcsin(R/r_g)}$, die für große Gyrationsradien ($r_g >> R$) in die Gerade $v_u/(\omega L) = r_g/(2R)$ übergeht.

Die drei z.T. recht komplizierten Ausdrücke (A1), (A3) und (A4) für die Transmission sind Funktionen der Größen r_g/R und γ.

Da der halbe Durchflugwinkel γ sich ausdrücken läßt als $\gamma = \frac{L\omega}{2v_\parallel} = \frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}\frac{R}{r_g}$ gilt

$$\frac{I_{aus}}{I_{ein}} = \frac{I_{aus}}{I_{ein}}\left(\frac{r_g}{R}, \frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}\right) = \frac{I_{aus}}{I_{ein}}\left(\frac{r_g}{R}, \frac{L}{R}\tan\theta\right) \qquad (A5)$$

Die Transmission ist also bei gegebener Kanalgeometrie nur abhängig vom Gyrationsradius und dem Verhältnis der Geschwindigkeiten bzw. dem Winkel θ zwischen Teilchenbahn und Kanalachse ($v_\perp/v_\parallel=\tan\theta$).

2.1.2.3 Transmission ohne Magnetfeld

Der Fall ohne Magnetfeld ergibt sich aus $(I_{aus}/I_{ein})_3$ im Grenzfall $r_g \to \infty$. Wegen

$$\lim_{r_g\to\infty}\frac{r_g}{R}\sin\gamma = \lim_{r_g\to\infty}\frac{r_g}{R}\sin\frac{1}{2}\frac{L}{r_g}\frac{v_\perp}{v_\parallel} = \frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}$$

erhält man:

$$\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_{B=0} = \lim_{r_g\to\infty}\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_3 = \left[1-\frac{2}{\pi}\left(\arcsin\frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel} - \frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}\sqrt{1-\left(\frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}\right)^2}\right)\right]\Theta\left(1-\frac{1}{2}\frac{L}{R}\frac{v_\perp}{v_\parallel}\right) \qquad (A6)$$

Ohne Magnetfeld verschwindet verständlicherweise die Abhängigkeit der Transmission vom Gyrationsradius. Sie ist dann nur noch von $(L/R)(v_\perp/v_\parallel)$ abhängig. Θ ist wie in Gl. (A1) die Heaviside-Funktion.

In Fig.A5 ist die Transmission als Funktion von r_g/R für verschiedene Werte des Parameters $(L/R)(v_\perp/v_\parallel)$ dargestellt. Das Verhalten der Kurven, die mit steigendem Parameterwert immer später von einer linken Grenzkurve abbiegen und dann in der Regel einem Grenzwert

zustreben, ist mit Hilfe von Fig.A2 verständlich. Zu einem festen

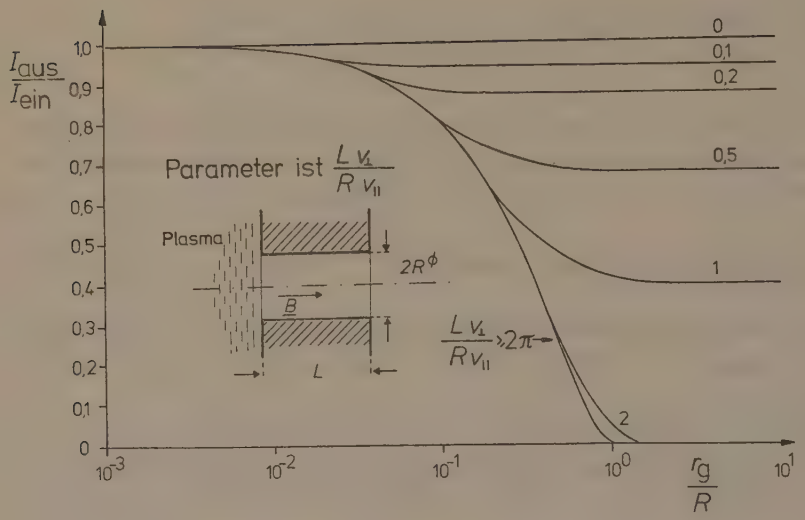


Fig. A5 Transmission eines zylindrischen Kanals als Funktion des Gyrationsradius

Parameterwert $(L/R)(\nu_\perp/\nu_\parallel) = a$ gehört in der $\nu_\parallel/(\omega L)$-$r_g/R(=\nu_\perp/(\omega R))$ Ebene der Fig. A2 die Gerade $\nu_\parallel/(\omega L) = (1/a)(r_g/R)$. Gilt $a \geq 2\pi$, so durchläuft diese Gerade nur den Bereich 1 und die Transmission ist ausschließlich durch $(I_{aus}/I_{ein})_1$ gegeben. Für kleinere Parameterwerte schneidet die Gerade die Grenze zwischen Bereich 1 und 2 bei $r_g/R = a/(2\pi)$. An dieser Stelle biegt die entsprechende Transmissionskurve von der linken Grenzkurve ab. Solange $a \geq \pi$ gilt, ist der Bereich verschwindender Transmission bei $r_g/R = 1$ erreicht. Liegt der Parameter im Bereich $2 \leq a \leq \pi$, so tritt die Gerade bei $r_g/R = 1$ in den Bereich 3 ein, schneidet dann jedoch die Grenzkurve zwischen diesem Bereich und dem verschwindender Transmission. Dieser Schnittpunkt ist gegeben durch $(r_g/R)\arcsin(R/r_g) = a/2$. Für noch kleinere Parameterwerte $(a \leq 2)$ liegt die ganze Gerade in den drei Bereichen endlicher Transmis-

sion. Mit steigendem Verhältnis r_g/R nähern sich die Transmissionswerte dann asymptotisch den durch Gl. (A6) gegebenen Werten des Falles ohne Magnetfeld.

Wie Fig. A5 zeigt, ist die Transmission vor allem im Bereich $0{,}1 \leq r_g/R \leq 1$ stark vom Verhältnis aus Gyrationsradius und Kanalradius abhängig.

2.2 Transmission bei einer Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen

Im vorigen Abschnitt haben wir die Transmission für feste Geschwindigkeiten $v_\parallel$ und $v_\perp$ parallel bzw. senkrecht zur Kanalachse mit dem sinnfälligen Ausdruck I_{aus}/I_{ein} bezeichnet. Im Falle einer Geschwindigkeitsverteilung der Ionen wird diese Bezeichnung für die von $v_\parallel$ und $v_\perp$ abhängige Transmission möglicherweise mißverständlich, da sie nicht mehr das Verhältnis der totalen Ströme wiedergibt. Korrekterweise müßte sie durch den Ausdruck d^2I_{aus}/d^2I_{ein} ersetzt werden. Wir halten dennoch an der eingeführten Bezeichnung I_{aus}/I_{ein} fest und kennzeichnen die über eine Verteilung gemittelte Transmission, die das Verhältnis der totalen Ströme ergibt als $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$. Die Transmission für einen festen Geschwindigkeitsbetrag der Teilchen, die entsprechend als dI_{aus}/dI_{ein} bezeichnet werden müßte, schreiben wir als $(I_{aus}/I_{ein})_u$.

2.2.1 Änderung der Geschwindigkeitsverteilung durch den Kanal

Bei der Berechnung der Transmission I_{aus}/I_{ein} wurde davon ausgegangen, daß die Dichte der Teilchen in der Kanaleintrittsebene ortsunabhängig ist. Am Ausgang des Kanals ist dies nicht mehr erfüllt, es sei denn, die Geschwindigkeit der Teilchen senkrecht zur Kanalachse ist verschwindend klein. Da zudem ein bestimmter Bereich der Ausgangsfläche u.U. nur von Teilchen ganz eng begrenzter Phasenlage erreicht werden kann, bleibt auch die angenommene Gleichverteilung der Gyrationsphasen nicht für jeden einzelnen Punkt der Austrittsfläche erhalten. Ebenso geht die Ortsunabhängigkeit einer Geschwindigkeitsverteilung beim Durchflug der Teilchen durch den Kanal verloren.

Interessieren jedoch nur die über die Austrittsfläche des Kanals integrierten bzw. gemittelten Eigenschaften der austretenden Ionen, so spielt die vom Kanal hervorgerufene Ortsabhängigkeit keine Rolle und auch die Gyrationsphasen können auf Grund der Zylindersymmetrie des Kanals wieder als gleichverteilt betrachtet werden.

Ist $f(\vec{v})$ eine ortsunabhängige Verteilungsfunktion am Eingang des Kanals, so gestatten es die Gleichungen (A1), (A3) und (A4), die über die Austrittsfläche gemittelte Verteilungsfunktion $g(\vec{v})$ hinter dem Kanal anzugeben:

$$g(\vec{v}) = f(\vec{v}) \frac{I_{aus}}{I_{ein}}\left(\frac{v_\perp}{\omega R}, \frac{L}{R}, \frac{v_\perp}{v_\parallel}\right) \tag{A7}$$

Hierin ist I_{aus}/I_{ein} für gegebene Geometrie und Gyrationsfrequenz entweder als Funktion der Geschwindigkeiten $v_\perp$ und $v_\parallel$ oder aber gemäß $v_\perp = v\sin\theta$ und $v_\perp/v_\parallel = \tan\theta$ als Funktion des Geschwindigkeitsbetrages v und des Winkels θ zwischen Teilchenbahn und Kanalachse aufzufassen.

2.2.2 Transmission im Fall einer Maxwellverteilung

Die vom Kanal bewirkte Stromstärkeänderung erhält man im Fall einer Geschwindigkeitsverteilung $f(\vec{v})$ am Kanaleingang gemäß

$$\left\langle \frac{I_{aus}}{I_{ein}} \right\rangle = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} v\cos\theta f(\vec{v}) \frac{I_{aus}}{I_{ein}} v^2 \sin\theta d\theta d\phi dv}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} v\cos\theta f(\vec{v}) v^2 \sin\theta d\theta d\phi dv} \tag{A8}$$

durch Mitteilung der Transmission I_{aus}/I_{ein} über die Stromdichteverteilung $v_\parallel f(\vec{v}) = v\cos\theta f(\vec{v})$.

Ist die Geschwindigkeitsverteilung f nur vom Betrag der Geschwindigkeit abhängig ($f = f(v)$), so läßt sie sich aus der Winkelintegration herausziehen und man erhält:

$$\left\langle \frac{I_{aus}}{I_{ein}} \right\rangle = \frac{\int_0^\infty v^3 f(v) \left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u \left(\frac{v}{\omega R}, \frac{L}{R}\right) dv}{\int_0^\infty v^3 f(v) dv}. \tag{A9}$$

Die Größe $(I_{aus}/I_{ein})_u$ ist dabei definiert als

$$\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u\left(\frac{v}{\omega R},\ \frac{L}{R}\right) = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{I_{aus}}{I_{ein}}\left(\frac{v\sin\theta}{\omega R},\ \frac{L}{R}\tan\theta\right)\ \cos\theta\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos\theta\sin\theta d\theta} \qquad \text{(A10)}$$

und stellt die Transmission für den Fall festen Geschwindigkeitsbetrages v dar.

Ist die Geschwindigkeit maxwellsch, so wird Gl. (A9) zu

$$\left\langle\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right\rangle = \left(\frac{m}{kT}\right)^2 \int_0^\infty v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u\left(\frac{v}{\omega R},\ \frac{L}{R}\right)dv \qquad \text{(A11)}$$

Durch die Transformation $x = v/(\omega R)$ geht dieser Ausdruck über in

$$\left\langle\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right\rangle = (\omega R)^4\left(\frac{m}{kT}\right)^2 \int_0^\infty x^3 e^{-\frac{m(\omega R)^2}{2kT}x^2}\left(\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right)_u\left(x,\frac{L}{R}\right)dx \qquad \text{(A12)}$$

Die mittlere Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$ ist also nur von der reinen Geometriegröße L/R und dem Parameter $m(\omega R)^2/(kT)$ abhängig. Mit Hilfe des mittleren Gyrationsradius

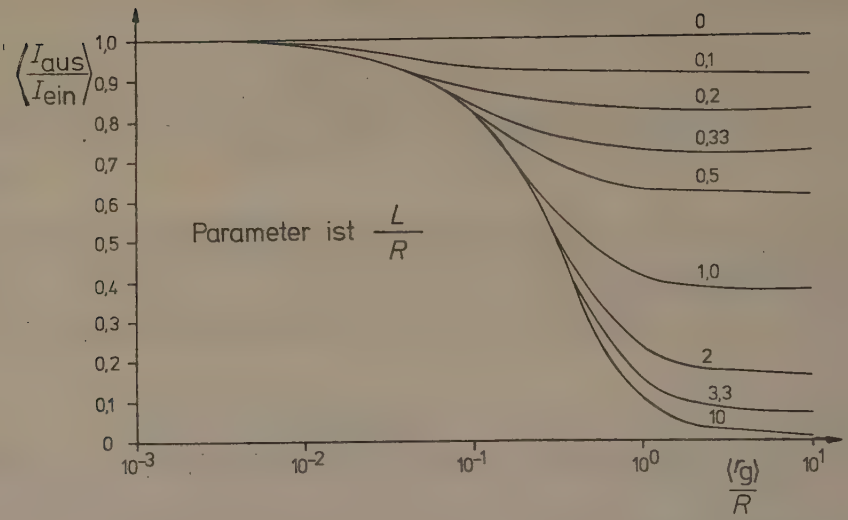
$$\langle r_g\rangle = \frac{\langle v_\perp\rangle}{\omega} = \frac{\left(\frac{\pi}{2}\frac{kT}{m}\right)^{1/2}}{\omega} \qquad \text{(A13)}$$

läßt sich die mittlere Transmission schreiben als

$$\left\langle\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right\rangle = \left\langle\frac{I_{aus}}{I_{ein}}\right\rangle\left(\frac{\langle r_g\rangle}{R},\ \frac{L}{R}\right) \qquad \text{(A14)}$$

Die gemittelte Transmission ist also abhängig vom Verhältnis aus mittlerem Gyrationsradius und Kanalradius und dem Verhältnis aus Länge und Radius des Kanals.

Die numerische Auswertung von Gl. (A11) ergibt die Figuren A6 und A7,



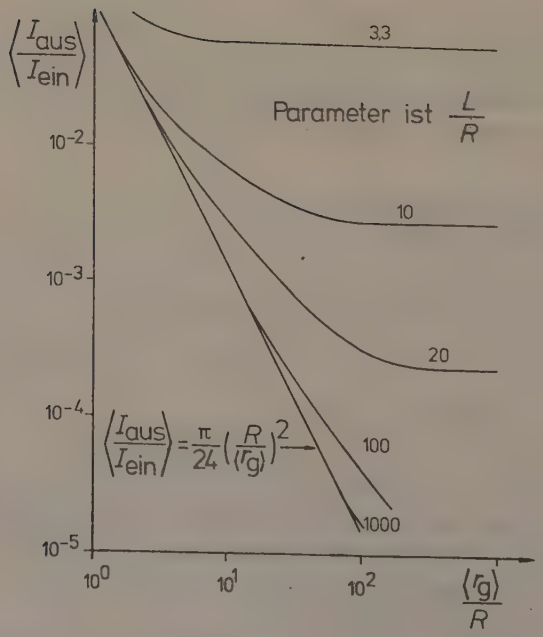


Fig. A6 und A7 Transmission im Falle einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung am Kanaleingang

in denen die mittlere Transmission als Funktion von $\langle r_g \rangle / R$ für verschiedene Werte von L/R dargestellt ist. Die doppellogarithmische Darstellung von Fig. 7 wurde der Fig. 6 hinzugefügt, damit auch das Transmissionsverhalten bei großen L/R-Werten, also langen Kanälen, deutlich wird.

Ähnlich wie in Fig. A5 weichen die einzelnen Kurven mit steigendem L/R bei immer höheren $\langle r_g \rangle / R$ von einer linken Grenzkurve ab. Diese für $L/R \to \infty$ geltende Kurve hat für große Gyrationsradien die Form

$$\lim_{L/R \to \infty,\ \langle r_g \rangle / R \to \infty} \frac{I_{aus}}{I_{ein}} = \frac{\pi}{24} \left(\frac{R}{\langle r_g \rangle} \right)^2 \qquad \text{(A15)}$$

Nach dem Abbiegen nähern sich alle Kurven asymptotisch einem Grenzwert, der anders als im Fall fester Geschwindigkeiten stets endlich ist. Diese Grenzwerte entsprechen $\langle I_{aus}/I_{ein} \rangle$ für den Fall ohne Magnetfeld.

Bemerkenswert erscheint uns, daß bereits für $L/R = 2$, also bei Gleichheit von Kanallänge und Kanaldurchmesser, eine starke Abhängigkeit der Transmission vom mittleren Gyrationsradius auftritt. Ist in diesem Fall der mittlere Gyrationsradius größer als der Kanalradius, gehen etwa 80 % der Teilchen im Kanal verloren.

2.3 Einfluß von Masse und Ladung auf die Transmission

Im Falle einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung ist die Transmission außer von Geometriegrößen nur noch vom mittleren Gyrationsradius $\langle r_g \rangle$ abhängig, wobei eine Zunahme von $\langle r_g \rangle$ ein Sinken der Transmission bedeutet. Wegen der Beziehung (A13) und $\omega = qB/m$ gilt:

$$\langle r_g \rangle = \frac{\left(\frac{\pi}{2} kTm \right)^{1/2}}{qB} \quad (q = \text{Teilchenladung}) \qquad \text{(A16)}$$

Die Transmission sinkt also mit steigender Teilchenmasse und abnehmender Ladung. Wie stark diese Abhängigkeit ist, wird durch das Verhältnis aus Länge und Radius des Kanals bestimmt und durch die tatsächliche Größe der Gyrationsradien im Vergleich zum Kanalradius (siehe Fig. A6 und A7). Die Abhängigkeit ist stets gering, wenn die Länge des Kanals klein ist gegen seinen Radius. Sie ist auch dann klein, wenn bei längeren Kanälen die Gyrationsradien im Vergleich zum Kanalradius klein oder aber so groß sind, daß sie im Sättigungs- bzw. Grenzwertbereich der Transmissionskurve liegen. Die größte Abhängigkeit vom Gyrationsradius ergibt sich für lange Kanäle und nicht zu kleine Werte von $\langle r_g/R \rangle$. Nimmt man an, daß alle extrahierten Teilchensorten dieselbe Temperatur haben, so erhält man im Fall der Gleichung (A15):

$$\frac{I_{aus}}{I_{ein}} = \frac{\pi}{24}\left(\frac{R}{\langle r_g \rangle}\right)^2 = \frac{1}{12}\,\frac{R^2 q^2 B^2}{kT \cdot m} \sim \frac{q^2}{m}. \qquad (A17)$$

In diesem extremen Fall steigt also die Transmission quadratisch mit der Ladung und ist umgekehrt proportional zur Masse.

3. Transmission im Fall zweier Kanäle

In manchen Fällen folgt (wie auch im MPIG-Experiment) einem ersten Kanal unmittelbar ein zweiter mit gleicher Achse, aber anderem Radius und anderer Länge. Eine solche zweistufige Kanalkombination ist schematisch in Fig. A8 dargestellt. Es ist offensichtlich, daß der Strom am Ausgang der Kanalkombination höchstens so groß ist, wie er bei alleiniger Anwesenheit des Kanals mit kleinerem Radius sein würde. Daher soll im Folgenden unter

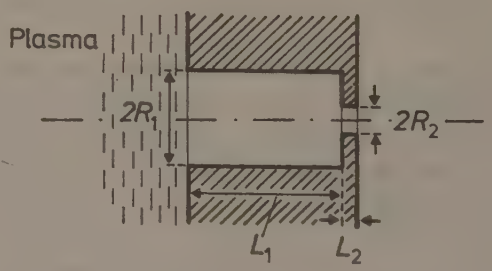


Fig. A8

I_{ein} der Strom verstanden werden, der ohne den zweiten Kanal in den dünneren eintreten würde.

Die so definierte Transmission I_{aus}/I_{ein} der Kanalkombination läßt sich nicht als Produkt der einzelnen Transmission gemäß der Rechnung in Abschnitt 2.1 und 2.2 bestimmen, da - wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt wurde - der erste Kanal die örtliche Dichteverteilung sowie die Verteilung der Gyrationsphasen ändert. Die oben dargestellten Überlegungen reichen also für eine Transmissionsbestimmung der Kanalkombination allein nicht aus.

Im Folgenden bezeichnen wir die Radien der Kanäle wie in Fig. 18 mit R_1 und R_2 ihre Längen mit L_1 und L_2. Zur Vereinfachung gehen wir stets davon aus, daß R_1 den Radius des dickeren Kanals ($R_1 \geq R_2$) bezeichnet. Die Gültigkeit unserer Überlegungen wird dadurch nicht eingeschränkt, da sich die Reihenfolge der beiden Kanäle vertauschen läßt, ohne die Transmission zu ändern.

3.1 Grundüberlegungen

In Fig. A9 ist die Projektion der Kanalkombination sowie einiger Teilchenbahnen dargestellt. Gyrationsradius und Abstand zwischen Führungszentrum und Kanalachse sind wie bisher mit r_g bzw. r be-

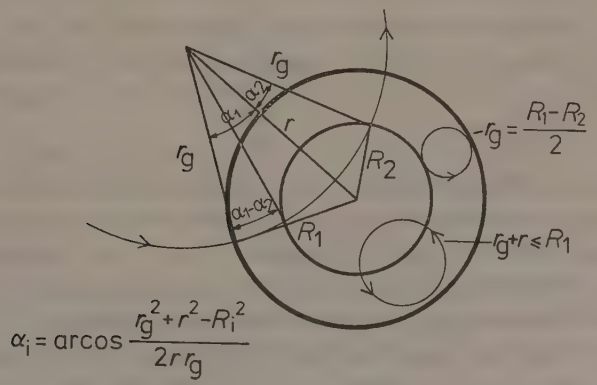


Fig. A9

zeichnet. Die Winkel α_i sind entsprechend dem Winkel α in Fig. A4 durch $\alpha_i = \arccos(r^2 + r_g^2 - R_i^2)/(2rr_g)$ $(i = 1,2)$ gegeben. Die Winkel, die ein Teilchen während des Durchfluges in den einzelnen Kanälen überstreicht, ergeben sich entsprechend der Definition von γ in Abschnitt 2.1 als $2\gamma_i = L_i\omega/v_\parallel$. Diese Winkel sind nicht miteingezeichnet, da sie die Figur zu unübersichtlich machen würden.

Wie mit Hilfe von Fig. A9 leicht zu erkennen ist, bleibt der dikkere Kanal 1 ohne Einfluß solange die Beziehung

$$r_g \leq \frac{R_1 - R_2}{2} \tag{A18}$$

erfüllt ist. Bei größeren Gyrationsradien hängt es vom Abstand r zwischen Führungszentrum und Kanalachse sowie vom Durchflugwinkel $2\gamma_1$ des Kanals 1 ab, inwieweit der Kanal 1 den Durchflug der Teilchen behindert. Der dickere Kanal bleibt weiterhin ohne Einfluß bei Teilchenbahnen, für die eine der Ungleichungen

$$r + r_g \leq R_1;\ \alpha_1 - \alpha_2 \geq 2\gamma_1 \tag{A19}$$

gilt (vgl. Fig. A9). Im ersten Fall liegt der Gyrationsradius vollständig innerhalb der Öffnung des dickeren Kanals. Im zweiten Fall ist der Durchflugwinkel $2\gamma_1$ des Kanals 1 so klein, daß Teilchen, die in Kanal 2 eintreten können, nicht auf die Wand des Kanals 1 treffen können. Die erste dieser Beziehungen kann nur erfüllt sein, solange $r_g \leq (R_1 + R_2)/2$ gilt, was für kleine Radien R_2 identisch mit Gl. (A18) ist.

Gilt keine der Beziehungen (A18) und (A19), so verringert auch der Kanal 1 den Winkelbereich, in dem das Teilchen in die Kanalkombination eintreten darf, wenn es sie ohne Wandstoß passieren soll. Dieser Winkelbereich ergibt sich als Differenz des maximal im Innern der Kanäle zur Verfügung stehenden "freien" Winkelbereichs und dem gesamten Durchflugwinkel (vgl. auch Abschnitt 2.1.2). Im Fall nur eines Kanals betrug der "freie" Winkelbereich 2α, im Falle zweier Kanäle ist er durch $\alpha_1 + \alpha_2$ gegeben. Der Eintrittswinkelbereich, der zum Passieren der

Kanalkombination führt, beträgt demnach

$$\alpha_1 + \alpha_2 - 2(\gamma_1+\gamma_2) \geq 0 \qquad \text{(A20)}$$

Ist diese Größe negativ, so treffen die Teilchen die Wand eines Kanals und gehen verloren.

3.2 Transmission eines langen Kanals mit einer kleinen Lochblende

Wie sich das Transmissionsverhalten einer Kanalkombination von der eines einzigen Kanals unterscheidet, soll an einem idealisierten Beispiel erläutert werden.

Wir nehmen dazu an, daß der dickere Kanal 1 so lang ist, daß die Gyrationszeit aller in ihn eintretenden Ionen kleiner ist, als ihre Durchflugzeit ($2\gamma_1 = L_1\omega/v_{\parallel} \geq 2\pi$). Die Transmission I_{aus}/I_{ein} dieses Kanals alleine ist demnach durch $(I_{aus}/I_{ein})_1$ aus Gl. (A1) gegeben und entspricht der linken Grenzkurve in Fig. A5.

Am Ende dieses Kanals befinde sich eine Lochblende ($L_2 \ll R_2$), deren Radius zudem klein gegen den des langen Kanals ist ($R_2 \ll R_1$). Diese Blende alleine hätte stets die Transmission $I_{aus}/I_{ein} = 1$.

In Fig. A10 ist die Transmission dieser "Kanalkombination" zusammen mit den einzelnen Transmissionen als Funktion des Gyrationsradius dargestellt.

Die Transmission der Kombination ist solange gleich 1, also identisch mit der Blendentransmission, wie der Gyrationsradius kleiner ist als der halbe Kanalradius R_1. Dies ergibt sich wegen der Radienbeziehung $R_2 \ll R_1$ aus Ungleichung (A18). Wird der Gyrationsradius jedoch größer, so sinkt die Transmission nicht etwa langsam durch zunehmenden Einfluß des langen Kanals, sondern fällt schlagartig auf Null ab. Dies ergibt sich aus Gl. (A20) zusammen mit unseren Annahmen zur Geometrie.

Das Sprungverhalten der Transmissionskurve zeigt deutlich, daß

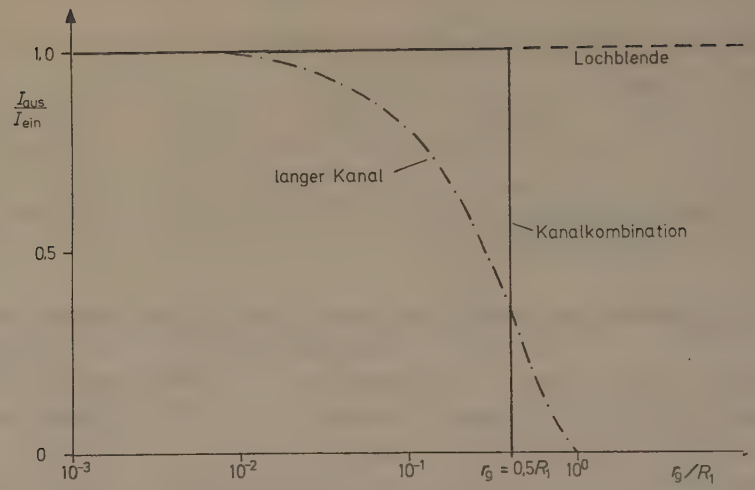


Fig. A10 Transmission eines langen Kanals mit einer kleinen Lochblende

die Transmission der Kanalkombination sich - wie bereits erwähnt - nicht durch Multiplikation der einzelnen Transmissionen ermitteln läßt. Wesentlich ist zudem, daß sich die Transmission einer Kanalkombination in einem eng begrenzten Bereich des Gyrationsradius so stark ändern kann, wie dies bei einem einzelnen Kanal nie der Fall ist (vgl. Fig. A5).

Eine dem betrachteten idealisierten Fall nahekommende Anordnung könnte als Analysator für Gyrationsradien und wegen deren Abhängigkeit von Ionenart und Geschwindigkeit möglicherweise als Energie und Massenfilter verwendet werden.

4. Transmission der Kanalkombination des MPIG-Experimentes

Mit Hilfe der Überlegungen in Abschnitt 3.1 und denen für einen einzelnen Kanal in Abschnitt 2 läßt sich das Transmissionsverhalten für beliebige Radien und Längen einer zweistufigen Kanalkombination ermitteln. Auf eine eventuell mögliche analytische Berechnung von I_{aus}/I_{ein} wurde jedoch verzichtet. Dabei wären noch unhandlichere Transmissionsausdrücke zu erwarten gewesen, als schon für nur einen Kanal (vgl. z.B. Gl. (A3)). Zudem

würde sich die Anzahl dieser Ausdrücke wegen der notwendigen umfangreicheren Fallunterscheidungen noch erhöhen. Rechnungen zur Transmission einer Kanalkombination wurden daher numerisch durchgeführt. Hierdurch ergab sich ein nicht unerheblicher Aufwand an Rechnerzeit, der uns veranlaßte, die Rechnungen zunächst auf die Geometrie des Extraktionskanals des MPIG-Experimentes zu beschränken, die durch die Radien- bzw. Längenverhältnisse $L_2/R_2 = 1$, $R_1/R_2 = 8$ und $L_1/R_2 = 28$ gegeben ist.

Die Ermittlung der mittleren Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$ wurde entsprechend Gl. (A10) und (A11) in zwei Schritten vorgenommen. Zunächst wurde die Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$, die in Gl. (A10) definiert ist und die Transmission für festen Geschwindigkeitsbetrag darstellt, als Funktion von $v/(\omega R_2)$ errechnet und in einer zweiten Integration dann die mittlere Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$ für den Fall einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung.

An den prinzipiellen Parameterabhängigkeiten, wie sie in Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2 diskutiert wurden, ändert sich durch das Hinzukommen eines zweiten Kanals nichts. An die Stelle der einen Geometriegröße L/R treten lediglich zusätzlich weitere Längenverhältnisse.

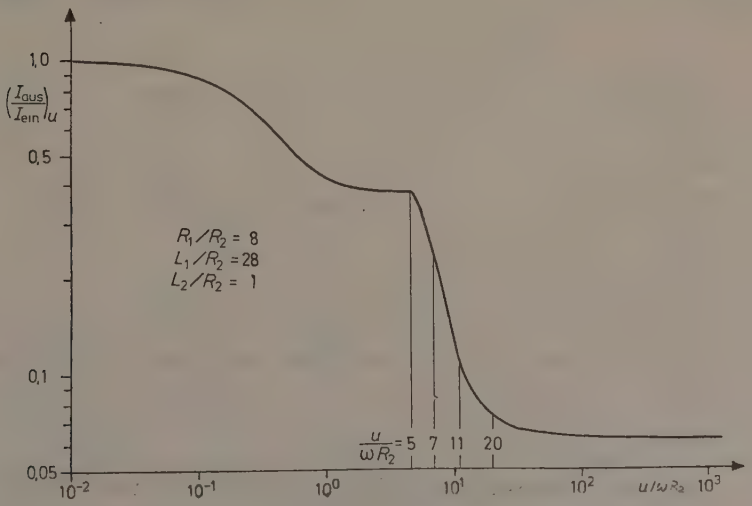


Fig. A11 Transmission $(I_{aus}/I_{ein})_u$ für festen Geschwindigkeitsbetrag

In Fig. A11 ist die Transmissionsgröße $(I_{aus}/I_{ein})_u$ als Funktion von $\nu/(\omega R_2)$ dargestellt. Wesentliches Merkmal ist die steile Stufe, die in der doppellogarithmischen Darstellung besonders deutlich wird. Sie beginnt recht abrupt bei $\nu/(\omega R_2) = 5$, hat ihr steilstes Stück etwa im Bereich $7 \leq \nu/(\omega R_2) \leq 11$ und ist im wesentlichen bei $\nu/(\omega R_2) = 20$ zu Ende. Im gesamten Verlauf der Stufe sinkt $(I_{aus}/I_{ein})_u$ etwa um einen Faktor 6.

Die mittlere Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$ ist in Fig. A12 als Funktion von $\langle r_g\rangle/R_2$ zu sehen. Im Gegensatz zu Fig. A11 ist hier allerdings die Ordinate linear geteilt, um einen besseren Vergleich mit den entsprechenden Transmissionskurven für einstufige Kanäle in Fig. A6 zu ermöglichen. Durch die zusätzliche Integration über eine maxwellsche Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge ist der Abfall in der ebenfalls auftretenden Stufe etwas abgemildert und entspricht nicht ganz einem Faktor 5. Die durch die Stufen der Transmissionskurven auftretenden z.T. sehr deutlichen Veränderungen der Geschwindigkeitsverteilung und auch der Ladungszustandsverteilung sind im Hauptteil der Arbeit diskutiert (siehe Abschnitt V.5 und VI).

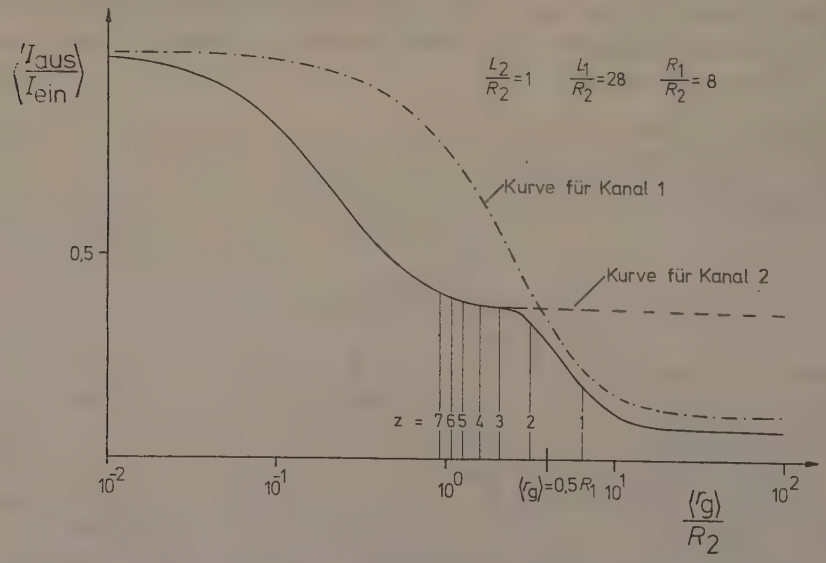


Fig. A12 Mittlere Transmission $\langle I_{aus}/I_{ein}\rangle$ im Falle einer Maxwellverteilung

Anhang B

Kritik der Rechnungen von Chan-Tung und Jongen

Kritik der Rechnungen von Chan-Tung und Jongen

Bei den Bilanzrechnungen im Hauptteil der Arbeit (Kapitel II) wurde davon ausgegangen, daß alle Ionenarten unabhängig von ihrer jeweiligen Ladungszahl die gleiche Einschlußzeit haben. Dieser Annahme wurde, wie oben erwähnt, bislang nur von Chan-Tung [8] und Y. Jongen [9] widersprochen, die aufgrund von Diffusionsrechnungen zu einer linearen bis quadratischen Abhängigkeit der Einschlußzeit vom Ladungszustand kommen.

Die folgenden Darlegungen wollen vor allem auf die Fehler in den Rechnungen der beiden genannten Autoren hinweisen. Es ist nicht das Ziel, ein schlüssiges Modell für die Einschlußzeiten in der MPIG zu entwickeln.

1. Rechnungen von Chan-Tung

Auf die Rechnungen von Chan-Tung soll nur kurz eingegangen werden. Er überträgt den ambipolaren Diffusionskoeffizienten, wie er aus dem Konzept eines schwachionisierten binären Plasmas folgt [37] dadurch auf den Fall eines hochionisierten Plasmas mit mehreren verschieden hoch geladenen Ionensorten, daß er in diesen Koeffizienten die zum jeweiligen Ladungszustand gehörige Coulombstoßfrequenz einsetzt.

Er übersieht dabei, daß sich das ambipolare Feld nur bei gemeinsamer Berücksichtigung aller geladenen Teilchensorten richtig errechnen läßt und nicht für jede Ionensorte einzeln.

2. Rechnungen von Y. Jongen

Von Y. Jongen wurde der gravierende Fehler der Chan-Tung'schen Rechnungen erkannt. Er verläßt daher das übliche Konzept der ambipolaren Diffusion und macht für die Verluste von Elektronen und Ionen getrennte Ansätze, von denen hier nur der Ansatz für die Ionen betrachtet werden soll. Er nimmt an, daß die Ionenverluste rein axial (parallel zum Magnetfeld) erfolgen und durch eine Diffusionsgeschwindigkeit v_z (der Index bezeichnet den La-

dungszustand) beschreibbar sind. Er geht aus von der Gleichung

$$\frac{1}{\tau_z} \sim \nu_z = \mu_z \cdot E - D_z \cdot \frac{1}{n_z} \nabla n_z = \frac{ze}{m\nu_z} E - \frac{kT_i}{m\nu_z} \frac{1}{n_z} \nabla n_z . \qquad \text{(B1)}$$

Unter der Annahme eindimensionaler elektrischer Felder E und Dichtegradienten der Form

$$E = \frac{U}{\ell}; \quad \nabla n_z = - \frac{n_z}{\ell} \qquad \begin{array}{l} U = \text{Potential in der Plasmamitte} \\ \ell = \text{halbe Plasmalänge} \end{array} \qquad \text{(B2)}$$

ergibt sich aus (B1)

$$\nu_z = \frac{kT_i}{m\ell} \frac{1}{\nu_z} \left(1 + z \frac{eU}{kT_i}\right). \qquad \text{(B3)}$$

Unter der weiteren Annahme, daß die Stoßfrequenz ν_z der Ionen durch Coulombstöße der Ionen untereinander bestimmt ist, berechnet Jongen die Stoßfrequenz aus der Spitzer-Formel für Ion-Ion-Stöße [38].

$$\nu_z = \sum_\zeta \nu_{z\zeta} \sim z^2 \sum_\zeta (\zeta^2 n_\zeta), \qquad \text{(B4)}$$

wobei $\nu_{z\zeta}$ die Stoßfrequenz für Stöße zwischen z- und ζ-fach geladenen Ionen ist. Wegen des quadratischen Anstiegs der Stoßfrequenz ν_z mit der Ladungszahl z führt dies zu

$$\frac{1}{\tau_z} \sim \nu_z \sim \frac{1}{z^2} + \frac{1}{z} \frac{eU}{kT_i}. \qquad \text{(B5)}$$

2. Kritik an der Rechnung von Jongen

Dieses Ergebnis, das eine lineare bis quadratische Abhängigkeit der Einschlußzeit vom Ladungszustand besagt, widerspricht im Rahmen der dargelegten Annahmen bereits einfachen Überlegungen: Elastische Stöße der einzelnen Ionenarten untereinander verringern stets die Geschwindigkeitsunterschiede, die ohne diese Stöße vorhanden wären. Gemäß Gl. (B5) aber müßten sie gerade

die Ursache für solche Unterschiede sein. Am deutlichsten wird dies vielleicht im Fall U = O, in dem außer der stoßbedingten Reibung zwischen den Ionen keine ladungszahlabhängige Kraft wirkt.

Das unverständliche Ergebnis resultiert aus einem Fehler im Ansatz der Rechnung (Gl. (B1)). Die benutzte Gleichung wird in der Theorie schwachionisierter Plasmen verwendet und hat ihren Ursprung in der Bewegungsgleichung des Fluidmodells, die unter Beibehaltung der Jongen'schen Annahmen zu

$$\frac{dv_z}{dt} = z\,\frac{eU}{m\ell} + \frac{kT_i}{m\ell} - \sum_\zeta (v_z - v_\zeta)\nu_{z\zeta} \qquad \text{(B6)}$$

wird.

Wesentlich für unsere Überlegungen ist, daß im dritten Term der rechten Seite, der eine stoßbedingte Reibung beschreibt, nicht die Geschwindigkeit der gerade betrachteten Ionensorte, sondern eine Relativgeschwindigkeit steht. In einem schwachionisierten Plasma, in dem die zur Reibung führenden Stöße mit einem im Mittel ruhenden Neutralenhintergrund stattfinden, kann diese Relativgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der betrachteten Ionensorte gleichgesetzt werden, womit dann Gl. (B1) bzw. (B3) für den Gleichgewichtsfall (dv/dt = o) folgen.

Diese Vereinfachung des Reibungsterms ist im betrachteten Fall unzulässig. Eine ähnliche Vereinfachung kann nur vorgenommen werden, wenn man die Bewegungsgleichung (B6) in das System mittlerer Ionen transformiert und nur die Relativgeschwindigkeiten betrachtet. Geht man von einer Gleichgewichtsbewegung der Ionen relativ zueinander (nicht unbedingt relativ zum Plasmagefäß) aus, so erhält man über einige Annahmen der Art $\overline{ab} \sim \bar{a}\bar{b}$, wobei der Querstrich eine Mittelung über die Ionendichten bedeutet

$$(z-\bar{z})\,\frac{eU}{m\ell} - (v_z - \bar{v}_z)\nu_{z\bar{z}} = o. \qquad \text{(B7)}$$

Für die Stoßfrequenz $\nu_{z\bar{z}}$ gilt entsprechend Gl. (B4)

$$\nu_{z\bar{z}} \sim z^2 \bar{z}^2 \sum_{\zeta} n_{\zeta} . \qquad \text{(B8)}$$

Löst man Gl. (B7) nach der Relativgeschwindigkeit auf, so ergibt sich

$$v_z - \bar{v}_z = \frac{z-\bar{z}}{\nu_{z\bar{z}}} \frac{eU}{m\ell} \sim \frac{z-\bar{z}}{z^2 \bar{z}^2} \frac{eU}{m\ell} \qquad \text{(B9)}$$

Anders als Gl. (B5) entspricht dies der physikalischen Realität. Im Fall U = O entfällt die Ursache für eine ladungszahlabhängige Geschwindigkeit. Sie ist dann für alle Ionen gleich. Auch im Fall U ≠ O erhält man keineswegs eine mit wachsendem z auf Null absinkende Geschwindigkeit (siehe Gl. (B5)), sondern lediglich eine immer stärkere Annäherung an die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_z$ aller Ionen. Dies entspricht der Vorstellung, daß die mit der Ladungszahl steigende Stoßfrequenz zu einer immer stärkeren Kopplung an den Rest der Ionenpopulation führt.

Generell fraglich bleibt natürlich, ob die Annahme rein axialer Ionenverluste zulässig ist, da bereits geringfügige Unsymmetrien des experimentellen Aufbaues bzw. oszillierende Felder zu einem erhöhten radialen Verlust, z.B. über E x B Driftinstabilitäten führen können. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen den Modellverteilungen gemäß Kapitel II und gemessenen Ladungszustandsverteilungen (siehe Fig. 38) erscheint uns die Annahme gleicher Einschlußzeiten aller Ionen für das untersuchte MPIG-Plasma gerechtfertigt. Eine genauere Untersuchung muß einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Herrn Prof. Dr. K. Wiesemann danke ich für das anhaltende Interesse und die stetige Förderung dieser Arbeit.

Meinen Kollegen Dr. K. Bernhardi, Dipl.-Phys. E.H. Marlinghaus und insbesondere Dr. H.C. Herbert danke ich für zahlreiche Diskussionen und Hilfe beim Betreiben des MPIG-Experimentes.

Für die Erledigung der Schreibarbeiten danke ich Frau K. Stratmann.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Bärbel für ihre Unterstützung und große Geduld bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Am 14. März 1948 wurde ich als Sohn des Regierungsoberamtmannes Wilhelm Hesse und seiner Ehefrau Gertrud, geb. Kenter, in Bochum geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule in den Jahren 1954 bis 1958 wechselte ich Ostern 1958 zum altsprachlich humanistischen Gymnasium (heute Gymnasium am Ostring) in Bochum, wo ich Ende 1966 die Reifeprüfung bestand.

Von Anfang 1967 bis Anfang 1969 diente ich als Zeitsoldat in der Bundeswehr.

Im Wintersemester 1968/1969 nahm ich an der Ruhr-Universität Bochum das Studium der Physik auf, das ich 1975 mit der Diplomprüfung abschloß.

In den Jahren 1975 bis 1983 war ich unter der Leitung von Prof. Dr. Wiesemann in der AG II des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum tätig.

Seit April 1983 bin ich Angestellter der Schneller-Brüter-Kernkraftwerksgesellschaft in Kalkar.